

1919.

No. 17.

ANNALEN  
DER  
PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. CREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 60. Heft 1.

DER GANZEN REIHE 365. BANDES 1. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE  
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

DÖRRRIENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 66 M.*

*Ausgegeben am 26. September 1919.*

# Inhalt.

	Seite
1. H. Baerwald. Über die von langsamen positiven Strahlen ausgelösten Elektronen . . . . .	1
2. A. Becker. Vergleich der lichtelektrischen und thermischen Elektronenemission . . . . .	30
3. Otto Abraham. Zur Akustik des Knales . . . . .	55
4. Reinhold Fürth. Zur Beweglichkeitsbestimmung aus der Brownischen Bewegung an einem Einzelteilchen. II . . . .	77
5. Ernst Bräuer. Die kathodischen Vorgänge im Bogenstrom .	95

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geh. Hofrat Prof. W. Wien** übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **Würzburg, Pleicherring 8.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert **100 Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

**Anderweitiger Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.







# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 60.

### 1. *Über die von langsamen positiven Strahlen ausgelösten Elektronen; von H. Baerwald.*

#### I.

1. In einer früheren Arbeit habe ich über Untersuchungen berichtet, welche die von schnellen Kanalstrahlen an festen Körpern ausgelösten Elektronen zum Gegenstand hatten.<sup>1)</sup> Ihr Hauptergebnis läßt sich dahin zusammenfassen, daß für schnelle Kanalstrahlen im wesentlichen dieselben Gesetzmäßigkeiten gelten, die N. R. Campbell<sup>2)</sup> an den von  $\alpha$ -Strahlen ausgelösten  $\delta$ -Strahlen festgestellt hatte. Im einzelnen hatte sich das Folgende gefunden:

a) Die Menge der Sekundärstrahlung ist der Intensität des Primärstrahls proportional.

b) Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung ist von der Intensität des Primärstrahls unabhängig und nur durch seine Geschwindigkeit bedingt.

Insbesondere ließ sich hier an Hand der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlung und durch ihre Analogie mit dem Dopplereffekt nachweisen, daß höhere oder tiefere Grenzggeschwindigkeiten der sekundär ausgelösten Elektronenmengen größeren oder kleineren Geschwindigkeiten des primären auslösenden Strahlteilchens entspricht.

c) Die Existenz der Sekundärstrahlung ließ sich bis zu einer Primärstrahlgeschwindigkeit von 900 Volt herab verfolgen. Auffallend war, daß die sekundären Teilchen auch hier noch Grenzggeschwindigkeiten von 4—6 Volt aufwiesen.

Dies Resultat, welches der mit damaligen Mitteln erreichbaren Genauigkeit entsprach, ist der Hauptanlaß zu den fol-

1) H. Baerwald, Ann. d. Phys. **41**. S. 643—669. 1913.

2) Über die einschlägige Literatur bis 1913 siehe die unter Anm. 1 angeführte Arbeit, S. 643.

genden Messungen geworden und wird durch sie ganz wesentlich korrigiert.

d) Bei verschiedenen Metallen wie verschiedenartigen Kanalstrahlen ließen sich die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie die unter a) und b) genannten beobachten. Insbesondere war für die Menge der Sekundärstrahlung wesentlich nur die Stromdichte des Primärstrahls, nicht aber die chemische Natur der reagierenden Stoffe als maßgebend zu betrachten.

Eine spätere Arbeit<sup>1)</sup> hatte an diesen Ergebnissen nichts geändert, beschäftigte sich auch mehr mit methodischen Fragen und hatte den Zweck, die Differenz aufzuklären, welche zwischen Herrn Chr. Füchtbauers<sup>2)</sup> Geschwindigkeitsmessungen der Sekundärstrahlung und den meinigen bestanden.

2. Zu diesen Resultaten liegen in der Literatur nur vereinzelte Äußerungen vor. Herr R. Holm stellt in seiner Mitteilung IV „Zur Theorie des Glimmstroms“<sup>3)</sup> den Satz auf, daß „die Fähigkeit eines Ions, Elektronen aus dem Metall zu lösen, fast unabhängig von der Geschwindigkeit des Ions ist, wenn diese nur oberhalb einer gewissen Grenze liegt“ und hält ihn nur durch den oben unter 1a genannten Befund gestützt, daß die Menge der Sekundärstrahlung der Intensität der Primärstrahlung proportional ist. Tatsächlich ist der Satz nicht bloß durch die Mengen, sondern auch durch die Geschwindigkeitsmessungen gestützt. Aber diese ficht Hr. Holm an und meint, die Geschwindigkeitskurven fielen, auf gleiche sekundäre Mengen bezogen, innerhalb der wahrscheinlichen Fehlergrenzen zusammen und bewiesen geradezu die Unabhängigkeit der Sekundärstrahlgeschwindigkeit von der Geschwindigkeit der primären Kanalstrahlen.

Dieser Einwand ist nicht glücklich. Reduktionen auf gleiche Mengen bedeuten Veränderungen in der Größe von Ordinaten. Bei den Geschwindigkeitsfeststellungen handelt es sich aber um Abszissenwerte. Die Genauigkeit der Beobachtungen, soweit sie für deren Beurteilung maßgebend ist, findet

1) H. Baerwald, Ann. d. Phys. 42. S. 1287—1310. 1913.

2) Chr. Füchtbauer, Phys. Zeitschr. 7. S. 153—157, 748—750. 1906; Ann. d. Phys. 23. S. 301—307. 1907.

3) R. Holm, Phys. Zeitschr. 16. S. 26—27. 1915.

der Leser der oben zitierten Arbeit freilich weniger in den Kurvenreproduktionen, wohl aber in Tabelle 2 (p. 651) im Verein mit dem in Nr. 9 und Nr. 10 über die Zuverlässigkeit und Fehlergrenzen der Versuche Gesagten. Aus diesem geht die Unhaltbarkeit der von Hrn. Holm vorgenommenen Umdeutung der Geschwindigkeitsmessungen hervor. Das unter 1b genannte Resultat bleibt vielmehr als das wichtigste der früheren Messungen bestehen.

Berechtigt dagegen ist der Zweifel an der 900 Voltgrenze. Freilich dürfte unterhalb dieser Grenze nicht der Primärstrom zu schwach gewesen sein, um eine meßbare Sekundärstrahlung zu erzeugen, wie Hr. Holm meint, sondern die Sekundärstrahlung mit ihren geringen Geschwindigkeiten war zu schwach, um in der hier versagenden Versuchsanordnung erkennbar zu bleiben. Tatsächlich mehren sich die Schwierigkeiten in der Trennung der Sekundärstrahlung von reflektierter Primärstrahlung mit abnehmender Primärstrahlgeschwindigkeit.

Berechtigt mag auch der Einwand gegen die Feststellung sein, daß die Natur des getroffenen Stoffes ohne Einfluß auf Menge und Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung ist. Besonders der Menge; denn wenn die Messungen als solche auch ihre Gültigkeit behalten, so ist es möglich, daß die vorgenommenen Variationen noch nicht den genügenden Umfang hatten, um den Satz in dieser Allgemeingültigkeit hinzustellen. Es kann sein, daß die Alkalimetalle merklich größere sekundäre Elektronenmengen abgeben. Die gefundene Mengenkonstanz könnte sich fernerhin auch dadurch erklären, daß die Natur der Primärstrahlen in Wasserstoff und Luft nicht sehr verschieden ist und daß die sekundären Elektronen hauptsächlich aus den bewegten Strahlteilchen, statt, wie angenommen, aus den getroffenen Metallatomen stammen. Auch hier müßten weitere Versuche, am besten, wenn möglich, mit Alkalikanalstrahlen Aufklärung bringen.

3. In der vor kurzem erschienenen gründlichen Studie: „Über die Bestimmung von Elektronenaustrittsgeschwindigkeiten“ geht Hr. Becker<sup>1)</sup> in den speziellen Anwendungen der Theorie und ihrer praktischen Folgerungen neben der Elek-

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 393—473. 1919.

tronenemission bei Erregung durch Wellenstrahlen auch auf die von Kanalstrahlen ausgelösten Elektronen ein. Mit Recht macht Hr. Becker darauf aufmerksam, daß die früheren Anordnungen zur Erzeugung von Kanalstrahlen nicht so klare und einwandfreie Verhältnisse im Beobachtungsraum für die Messung von Austrittsgeschwindigkeiten sekundärer Elektronen ermöglichten, wie man sie für die Beobachtung lichtelektrisch ausgelöster Mengen schaffen konnte. Man wird Hrn. Becker auch beipflichten müssen, wenn er die Methode des homogenen Feldes der Methode der magnetischen Ablenkung gegenüber unter diesen Umständen als die zuverlässigere ansieht.

Hr. Becker findet, daß die im homogenen Felde ermittelte Geschwindigkeitsverteilung der Kritik der Theorie gegenüber im wesentlichen standhält. Auffallend ist Hrn. Becker der „dem begrenzten homogenen Felde im allgemeinen fremde außerordentlich starke Anstieg der beobachteten Kurve im Gebiet kleiner Potentialdifferenzen. Da die Variation der Kanalstrahlengeschwindigkeit — so heißt es a. a. O. S. 472 — den Verlauf nur geringfügig beeinflusst, ist er jedenfalls nicht als Folge einer inhomogenen Strahlung anzusehen“.

Hier muß man sich die Tatsachen in Erinnerung bringen: Gerade die unvermeidliche Inhomogenität der Kanalstrahlen ist ihr empfindlichster Mangel bei den besprochenen Messungen. Steigerung der Spannung verschiebt den Schwerpunkt der bewegten Intensität eben nur ganz unwesentlich nach höheren Geschwindigkeiten hin. Die Hauptmenge bleibt auch bei höherer Entladungsspannung, wie der Dopplereffekt beweist, bei den geringen Geschwindigkeiten stehen. Und ebenso ist es bei der Sekundärstrahlung. Ich habe auf diesen Parallelismus ausdrücklich hingewiesen und daraus den Satz gefolgert (a. a. O. S. 659), daß den höheren Geschwindigkeiten eines Primärstrahlteilchens eine höhere Geschwindigkeit des sekundär ausgelösten Elektrons entspricht. Dies Entsprechen ist im Sinne einer Geschwindigkeitsverteilung verstanden, in welcher mit wachsender Primärgeschwindigkeit die höheren Sekundärgeschwindigkeiten prozentual zunehmen. Die geringen Geschwindigkeiten überwiegen in der sekundären Menge bei Kanalstrahlen so übermäßig stark, weil sie im inhomogenen Primärstrahl auch bei hohen Entladungsspannungen überwiegen.

Strahlzerlegung und Ausblendung eines homogenen Bündels müßte bei kommenden Untersuchungen zur Grundbedingung gemacht werden. Soweit sind aber schon die damaligen Messungen gekommen, daß sie das eben hervorgehobene Resultat sicherten. Hrn. Beckers Analyse, welche homogene Primärstrahlung voraussetzt, wird damit die wesentliche Vorbedingung entzogen. Der Voltaeffekt tut hier jedenfalls nichts zur Sache hinzu, er bedeutet höchstens eine Art Nullpunktverschiebung in den betrachteten funktionalen Zusammenhängen.

4. Die Diskussion zeigt, daß ein Fortschritt im Problem der Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen nur von der Schaffung klarerer Versuchsbedingungen zu erwarten ist. Die Unklarheiten des bisherigen entspringen in der Hauptsache zwei Umständen: Der Inhomogenität der Primärstrahlung und den Vakuumverhältnissen im Beobachtungsraum, welche die Wirkung des Feldes nicht unerheblich beeinflussen können.

Am deutlichsten hatten sich Schwächen der Anordnung an der unteren Grenze der Primärstrahlgeschwindigkeiten gezeigt. Wir haben schon in Nr. 1c darauf hingewiesen, daß es auffallend war, wenn sich an der unteren Grenze der Sekundärstrahlauslösung, die damals bei 900 Volt beobachtet war, noch Grenzgeschwindigkeiten von 4—6 Volt an den sekundären Elektronen feststellen ließen. Genau genommen liegt hierin nach allen unseren sonstigen Kenntnissen bereits ein Widerspruch vor. Zu seiner Lösung wurden bereits 1913 Messungen bei langsamen Strahlen geplant, die erst jetzt begonnen werden konnten. Die vorliegende Mitteilung bringt von ihnen eine Reihe vollständig in sich abgeschlossener Versuche.

Diese Versuche zeigen einen deutlichen Zusammenhang mit meinen früheren Messungen und ergänzen sie ebenso, wie die Mitteilungen über die durch langsame Kanalstrahlen in Gasen erzeugte Sekundärstrahlung und Trägerbildung, welche in der Zwischenzeit von Eva v. Bahr und J. Franck<sup>1)</sup> einerseits, andererseits von A. J. Dempster<sup>2)</sup> veröffentlicht worden sind.

1) Eva v. Bahr und J. Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. 16. S. 57—68. 1914.

2) A. J. Dempster, Proc. Amer. Nat. Ac. 2. S. 374. 1916.



E. v. Bahr und J. Franck arbeiten mit Platindraht in Rotglut als positiver Stromquelle. Die Wirksamkeit ist durch Aluminiumphosphat erhöht. Genauere Angaben und Untersuchungen über die von glühenden Metalldrähten abgegebenen positiven Teilchen findet man in der Arbeit von W. Hüttemann.<sup>1)</sup> Die Versuchsanordnung ist die gleiche, wie sie J. Franck und G. Hertz zur Ermittlung von Grenzgesehwindigkeiten bei langsamen Elektronen diente: Zylinderkondensator mit einfachem Zwischennetz und Gegenfeldprinzip. Das Hauptresultat: Es besteht keine fest definierte Grenzgesehwindigkeit wie bei Elektronen, vielmehr nähert sie sich mit wachsender Stromstärke der Null und liegt jedenfalls für Luft und Wasserstoff unter 6 Volt.

A. J. Dempster arbeitet mit einer Wehneltkathode und findet, daß zur Sichtbarmachung der langsamen Kanalstrahlen in Wasserstoff 30 Volt genügen, daß aber als untere Grenze für die zur Erregung von Lichtemission nötige Gesehwindigkeit eine wesentlich niedrigere, etwa 5 Volt, in Betracht kommt. Nun ist bei der Identifizierung der Gesehwindigkeitsgrenze für Lichtemission und für Sekundärstrahlung Vorsicht geboten. Seit van der Bijls<sup>2)</sup> Kritik und Bergen Davis und Gouchers<sup>3)</sup> Arbeiten wissen wir, daß beide nicht zusammenfallen, erstere vielmehr — im Bilde des Bohrschen Modells gesprochen — in der Lockerung des Emissionselektrons aus seiner innersten Bahn, letztere in seiner gänzlichen Entfernung aus dem Atomsystem besteht. Daher sind Dempsters Resultate nicht so klar wie die von E. v. Bahr und J. Franck. Im ganzen aber sagen beide dasselbe aus, nämlich das Bestehen einer außerordentlich geringen Grenzgesehwindigkeit für die Auslösung sekundärer Elektronen in Gasen durch positive Strahlteilchen.

5. Der in meiner früheren Arbeit gefühlte Widerspruch in der Beobachtung der primären Grenzgesehwindigkeit mit den von ihr ausgelösten, noch sehr hohen sekundären Grenzgesehwindigkeiten wird durch diese an Gasen gewonnenen

1) W. Hüttemann, Ann. d. Phys. 52. S. 816—848. 1917.

2) H. J. van der Bijl, Phys. Rev. 10. S. 546—556. 1917.

3) Bergen Davis und F. S. Goucher, Phys. Rev. 10. S. 101 bis 115. 1917.

neueren Versuche ein eklatanter. Ich habe zu seiner Aufklärung die im folgenden beschriebenen Versuche an Metallen im höchsten Vakuum unternommen und denke, daß durch sie die Lücke geschlossen worden ist.

Die Versuchsanordnung war keine einheitliche, ich habe mit vier Varianten gearbeitet, gebe aber die Form, welche die wichtigsten Aussagen lieferte, ausführlich wieder.

a) *Das Versuchsrohr.* — *A: Anode* bestehend aus einem Messingzylinder, Länge 60 mm, Durchmesser 10 mm, einem Innendraht, Länge 100 mm, Durchmesser 4 mm, beide durch

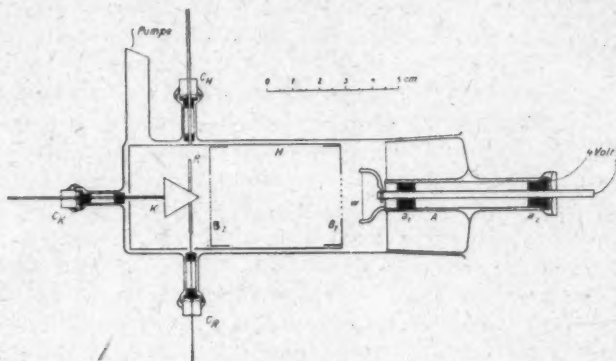


Fig. 1.

zwei Ebonitstücke  $a_1, a_2$  isoliert und vorn mit je einer Kröpfung versehen. Diese Kröpfungen sind geschlitzt und tragen zwischen ihren federnden Backen den Wolframdraht  $W$  von 0,1 mm Durchmesser in einer Länge von 18 mm. Zylinder und Kerndraht besorgen die Stromzuführung von einer isoliert aufgestellten 4-Voltbatterie nebst Regulierwiderstand. Die Glühstromstärke beträgt 0,7—1,0 Amp., die glühende Strecke etwa die Hälfte bis zwei Drittel der ganzen Fadenlänge. Der diesen Stromstärken entsprechende Spannungsabfall am Faden beträgt 0,6—0,9 Volt, der auf den glühenden Teil entfallende Spannungsabfall mithin 0,3—0,45 Volt. Die Strahlen sind also praktisch homogen. (Über Versuche, sie absolut homogen zu machen, siehe Nr. 12, Schluß.) Sie bestehen nach W. Hüttemann im wesentlichen aus Wasserstoffatomen und Molekeln.

Bei Steigerung von dunkler Rotglut zur Gelbglut wächst die Emission positiver Ströme enorm, um bei weiterer Steigerung zur Grenze der Weißglut rasch in Elektronenemission umzuschlagen. Die Grenze ist so scharf, daß die Einregulierung sehr leicht ist und jeden Fehler ausschließt. Die Lebensdauer des Drahtes bei Benutzung mit Rotglut ist unbeschränkt. Die durchschnittlich geringe Stärke der positiven Ströme, wie sie hier benutzt wurden, blieb wochenlang ungemindert.

*H: Kathode*, zugleich schützende Hülle für das Rohrinnere, Länge 80 mm, Durchmesser 40 mm. Sie trägt zwei weite Blenden  $B_1$ ,  $B_2$  von 16 mm Durchmesser im Abstand von 50 mm,  $B_1$  mit einem größeren Netz von 1,05—1,10 mm Maschenweite und 0,35 mm Drahtstärke,  $B_2$  mit einem feineren von 0,25—0,30 mm Maschenweite und 0,12 mm Drahtstärke. Hinten ist die Hülle geschlossen und läßt zur Durchführung für *K* nur ein Loch von 4 mm Durchmesser. Der Abstand  $W$   $B_1$  beträgt 6 mm.

*K: Kegel*: Spitzenwinkel  $60^\circ$ , Seitenlänge bzw. Grundkreisdurchmesser 15 mm.

*R: Ring*: Durchmesser 26 mm, Breite 1,5 mm, Dicke 1 mm.

$C_H$   $C_K$   $C_R$ : Gekröpfte Zylinder, fest in die drei Glashälse passend, geerdet, die Durchführungsstifte für *H*, *K*, *R* mittels je zweier gut sitzender Bernsteinprüpfchen tragend. Die Zylinderkröpfe sind mit weißem Siegelack außen an das Glas gekittet und mit Picein innen vergossen, jedoch so, daß die Metallränder der Kröpfe frei bleiben und Überkriechen von Ladung verhindern. Durchmesser der Kröpfung 7 mm. Sämtliche Metallteile bestehen aus Messing und sind hoch poliert. Auch als Quelle der Sekundäremission wurde nur Messing benutzt. Auf die Prüfung anderer Metalle bin ich angesichts des Ergebnisses der früheren Arbeit nicht eingegangen.

b) *Elektrometer*: Quadrantelektrometer, Empfindlichkeit  $1150 \frac{\text{mm}}{\text{Volt}}$  bei 2 m Skalenabstand und 100 Volt Nadelladung. Seine Besonderheit ist eine zweiblättrige Nadel. Wird durch sie auch die Empfindlichkeit gemindert, so gewinnt das Instrument dafür in seinen Schwingungseigenschaften Vorzüge, welche für die vorliegenden Zwecke vorteilhaft ins Gewicht



fallen. Wegen Vergrößerung der richtenden Kräfte wird die Schwingungsdauer erheblich verkürzt. Sie betrug hier bei 100 Volt Nadelladung 15—20 sec., die Schwingung selbst ist fast aperiodisch.<sup>1)</sup>

c) *Aufstellung*: Elektrometer und Batterie zur Nadelladung sind ganz in Metallkästen eingeschlossen, die Zuführungen liegen in Metallröhren. Nur für die Spiegelbeobachtung bleibt ein durch Schieber beliebig begrenzbares, durch Drahtgeflecht geschütztes Fenster. Das Versuchsrohr liegt direkt auf dem Schutzkasten des Elektrometers auf, so daß für die Zuführung von *R* an das Elektrometer sich jeder Zwischenschutz erübrigt. Ein solcher war nur für die gelegentliche Zuführung von *K* zum Elektrometer nötig. Störungen sind denn auch bei der Vollkommenheit des angewandten Schutzes selbst beim Arbeiten mit der Influenzmaschine nicht vorgekommen und Fälschungen im Sinne des Auftretens von Wellenkräften blieben ausgeschlossen.<sup>2)</sup> Die Angaben des Elektrometers waren regelmäßig, stets reproduzierbar und auch bei variierter Anordnung unter gleichen Bedingungen in gleicher Weise wiederkehrend.

d) *Spannungsquellen*: Für höhere Spannungen, zum Anschluß an frühere Messungen, diente eine Wehrsenmaschine. Scheibendurchmesser 26 cm. Ihre Polarität ist leicht zu prüfen, ihre Wirkung zufriedenstellend konstant. Durch Einschaltung eines Baumwollbandes von veränderlicher Länge zwischen positivem Pol und Heizbatterie gelang es leicht, die Spannung bis auf 20—30 Volt herunter zu regulieren; sie wird am Braunschen Elektrometer, unter 100 Volt durch Schätzung, abgelesen.

Für den niedrigen Bereich diente auch eine 100 Volt-batterie tragbarer Hochspannungsakkumulatoren.

e) *Vakuum*. Das Vakuum entsprach den höchsten Anforderungen; es wurde durch drei hintereinander geschaltete Pumpen aufrecht erhalten, durch eine Gerykölpumpe für das Vorvakuum, eine rotierende Gaedesche Quecksilberpumpe, dahinter durch eine Gaedesche Diffusionspumpe.

1) Diese Verbesserung verdanke ich dem Rate des Hrn. E. Schreiber, dessen elektrometrische Untersuchungen demnächst veröffentlicht werden.

2) Vgl. hierüber: O. Devik, *Ann. d. Phys.* 45. S. 941. 1914; P. Lenard, *Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten*, Heidelb. Ber. 1918. Abh. 5. Besonders S. 20, 21.

Die Kühlung wurde durch ein Kohlensäureätherbad oder durch ein einfaches Wasserbad von ca.  $10^{\circ}$  C besorgt. Ein Unterschied in der Wirkung beider ging aus den Beobachtungen nicht hervor. Die Kühlung trennte das Versuchsrohr von Pumpe und MacLeod ab.

Das MacLeod gestattet  $10^{-5}$  mm Hg direkt zu messen,  $10^{-6}$  mm Hg zu schätzen; der Druck war während der Beobachtung in allen Fällen unmeßbar klein. Das Quecksilber blieb in der geschlossenen Kapillare des Manometers nach hartem Anschlag hängen und löste sich erst, wenn es in der Vergleichskapillare 1—2 cm tiefer stand.

## II.

6. *Nachweis der Sekundärstrahlung.* In Versuchsanordnung Fig. 1 wird Anode *A* auf positive Spannung gebracht, Hülle *H* nebst Kegel *K* und den Zuführungshülsen  $C_H$ ,  $C_K$  geerdet, dagegen das Elektrometer, die Nadelbatterie mit den Schutzhüllen, dem Ring *K* und seiner Zuführung auf variable positive Spannung gebracht. Die Ausschläge sind regelmäßig, irgendwelche Störungen im Sinne der von Fr. Mayer<sup>1)</sup> bei Anwendung der Methode des isolierten Ringes im Gasraum<sup>2)</sup> hervorgehobenen waren nicht zu konstatieren. Der Ring lag absolut im Schatten der Blenden. Wir wenden also die Lenardsche Methode hier im hohen Vakuum an, und sie bewährt sich gut.

*Versuch 1:* An der Anode liegen 1200 Volt.

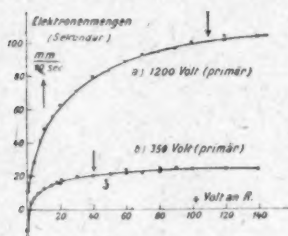


Fig. 2.

Ring und Elektrometer wird von 0—140 Volt positiv geladen. Resultat: Eine Sättigungskurve negativer Elektrizität vom Typ *a* in Fig. 2. Im Negativen beginnend, Sättigung bei ca. 100—120 Volt.

Maximalordinate ca.  $100 \frac{\text{mm}}{10 \text{ sec}}$   
(Ausschlag am Elektrometer innerhalb 10 sec).

1) Fr. Mayer, Ann. d. Phys. 45. S. 8, unten, 1914.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. S. 188. 1902.

**Versuch 2:** An der Anode 350 Volt. Die gleiche Variation am Ring wie in Versuch 1. Resultat: Eine Sättigungskurve vom Typ *b* in Fig. 2, im Positiven beginnend und mit Sättigung bei 30—50 Volt im Negativen endend.<sup>1)</sup> Maximalordinate  $25 \frac{\text{mm}}{10 \text{ sec.}}$ .

**Folgerungen:** a) Die Methode ist geeignet, die vom positiven Teilchen ausgelösten Elektronen nachzuweisen.

b) Im Raume der Sekundärstrahlung überlagern sich reflektierte positive und ausgelöste negative Mengen.

c) Der Strahl von 1200 Volt löst größere Mengen Elektronen aus als der Strahl von 350 Volt.

Als noch unsichere Folgerung fügen wir an:

d) Die Elektronenmengen überwiegen die reflektierten primären Mengen bei 1200 Voltstrahlen, dagegen überwiegt die Reflexion positiver Primärstrahlen bei 350 Volt.

Der Schluß, aus dem Punkt 0 Volt am Ring gezogen, ist unsicher, weil er gleiche Reflexionsverhältnisse positiver schnellerer Teilchen und langsamer Elektronen am Ring voraussetzt. Das wird nicht zu erwarten sein. Immerhin hat diese Folgerung einstweilen relativen Wert.

### 7. Nachweis der Reflexion.

In der Versuchsanordnung Fig. 1 wird Ring *R* nebst Elektrometer auf konstante niedrige positive Spannung gebracht, Kegel *K* und Hülle *H* ist geerdet. An der Anode *A* liegt variable positive Spannung von 0 bis 100 Volt.

**Versuch 3:** An *R* liegen + 20 Volt. Resultat: An *R* kommen positive Mengen, welche beim Übergang zu geringeren primären Geschwindigkeiten abnehmen und bei Unterschreiten von 20 Volt Null werden. (Kurventyp *a* Fig. 3.)

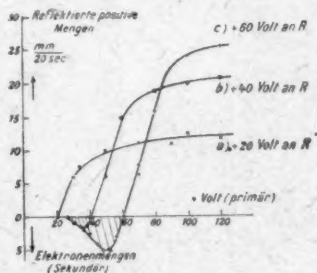


Fig. 3.

1) Vgl. die Pfeile in Fig. 2.

*Versuch 4:* Das Gleiche. An  $R$  liegen  $+40$ , bzw.  $+60$  Volt. Die hier ankommenden positiven Mengen werden bei  $+40$ , bzw.  $+60$  Volt primär Null, gehen aber hier in negative Mengen über, welche zwischen  $20 + 30$  Volt verschwinden. (Kurventyp  $b$  und  $c$ .)

Das Umbiegen des positiven Anstiegs zur Abszissenachse rührt von stärker werdender Sekundärstrahlung her, die sich unter die Reflexion mischt. Nr. 6, Versuch 2, läßt erwarten, daß die Kurven der Fig. 3 wieder sinken und jenseits  $350$  Volt Primärgeschwindigkeit ins Negative zurückkehren werden.

*Folgerungen:* *a)* Im Bereich von  $0-100$  Volt primär überwiegen die Mengen reflektierter primärer positiver Strahlteilchen die sekundäre Elektronenemission.

Schlußfolgerung Nr. 6d bestätigt sich.

*b)* Die primären positiven Mengen können solange an Ring  $R$  kommen, als sein Potential kleiner ist als das der Anode. Unterhalb der Grenze kann sich sekundäre Elektronenemission geltend machen, so lange das Potential von  $R$  über ihrer unteren Grenze liegt.

*c)* Die untere Grenze der sekundären Elektronenemission muß in der Nähe von  $20$  Volt liegen.

8. *Abhängigkeit der sekundären Elektronenmengen von der Intensität und Geschwindigkeit der Primärstrahlung.* Wir legen

an Ring  $R$ , das Elektrometer und seinen Schutz, konstant  $100$  Volt positiv, so daß nach Nr. 6, Versuch 1 der Strom der Sekundärstrahlung nach  $R$  nahezu gesättigt ist. Die positive Spannung an  $A$  wird variiert und von  $0-1000$  Volt und darüber gesteigert.

*Versuch 5:* Schwache Glut am Faden, das mittlere Drittel glüht dunkelrot. Wir erhalten Kurve  $a$ ; die Ordinaten sind Ausschläge in Millimetern innerhalb  $10$  Sek. Nur die letzten Punkte im Kurvenauslauf bei

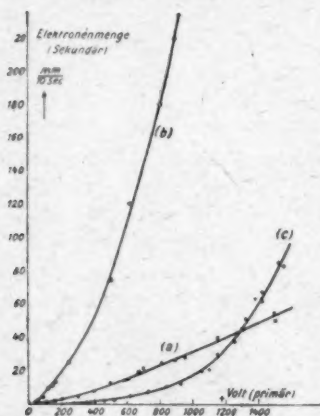


Fig. 4.

100 Volt primär sind in 100 Sek. gemessen. Bei der fast absoluten Ruhe des Elektrometers nach Aufheben der Erdung haben Ausschläge von über 0,5 mm Anspruch auf Geltung.

*Versuch 6:* Dasselbe bei stärkerer Fadenglut: hellrot über die Hälfte der Länge glühend. Es resultiert Kurve *b*. Sie steigt sehr viel rascher an, läuft aber an der gleichen Grenze aus. (20—30 Volt.)

*Versuch 7:* Zur Kontrolle für das Verhalten des positiven Primärstroms wird statt Kegel *K* und Ring *R* ein Aufhänger mit enger Öffnung in der Vorderwand eingesetzt. Blende *B<sub>2</sub>* ist ihr entsprechend noch enger gewählt und ohne Netz. Resultat sind positive Sättigungskurven, die für schwache Ströme bei 6—10 Volt, für stärkere bei 20—30 Volt ihre Maximalstärke erreichen und bis zu mehreren Tausend Volt behalten. Dies Resultat war für verschiedene Auffänger mit verschieden weiten Blenden *B<sub>1</sub>* und *B<sub>2</sub>*, mit und ohne Netze an den Öffnungen, dasselbe. Über die Bildung eines schwachen Maximums bei 20 Volt wegen Überlagerung von Sekundärstrahlung siehe später, Nr. 13.

*Versuch 8:* Versuchsanordnung Fig. 1 mit Kegel und Ring. Fadenglut nur eben merkbar, das aufzuladende Quadrantenpaar des Elektrometers durch einen auf Glimmer geriebenen Graphitstrichwiderstand mit dem am Gehäuse liegenden Quadrantenpaar ableitend verbunden.

Es entstehen konstante Ausschläge. Die Spannung an *A* wird bis 12000 Volt gesteigert. Dauernder Anstieg der sekundären Elektronenmenge ganz im Sinne von Kurve *b*, Fig. 4.

*Versuch 9:* Dasselbe bei + 10 Volt an *R* und stärkerer Glut: Das Ergebnis, Kurve *c*, zeigt geringere Ordinaten und früheren Auslauf, schon bei 200, statt bei 20 Volt.

*Folgerungen:* *a)* Die Menge der sekundär ausgelösten Elektronen entspricht der Intensität des Primärstrahls. Ob genaue Proportionalität beider Mengen vorliegt, läßt sich auf Grund von Versuch 6 und 7 nicht sagen. Dazu wären korrespondierende Sekundärstrahlungs- und Auffängermessungen nötig, und die Versuche 6 und 7 stellen solche nicht dar. Ich habe diese Frage nicht weiter verfolgt, weil sie für die Absicht der vorliegenden Arbeit weniger von Interesse war. Es darf aber ohne weiteres angenommen werden, daß im homogenen Strahl

auf jedes primäre Teilchen die gleiche Anzahl sekundärer entfällt. In unseren Versuchen handelt es sich um verschwindend geringe Raumdichten der Elektrizität. Eine gegenseitige Beeinflussung der Teilchen, welche eine Abweichung von der Proportionalität zur Folge haben könnte, findet sicherlich nicht statt.

b) Die Menge der ausgelösten Elektronen wächst nach Versuch 6 und 7 mit der Geschwindigkeit der Primärstrahlteilchen. Der Anstieg hat den Charakter einer Exponentialfunktion. Ob und wann hier eine Grenze eintritt, eine Art Geschwindigkeits-Sättigungsgrenze, ob ein Optimum wie in Gasen, lassen unsere Versuche nicht erkennen. Das letztere ist nach Versuch 8 jedenfalls sehr zweifelhaft.

c) Versuch 9 bestätigt die Versuche 1 und 2. Bei Feststellung geringster Mengen an der Grenze der Sekundärstrahlung verlangt  $R$  so hohe positive Ladung, daß die sekundären negativen Mengen im Sättigungsstrom nach  $R$  getrieben werden.

### III.

9. *Die Grenzgeschwindigkeit der Primärstrahlen für die Auslösung der sekundären Elektronenemission.* Das Ergebnis der Versuche 5 und 6 führte zu folgendem:

*Versuch 10:* In der Versuchsanordnung mit Kegel  $K$ , Ring  $R$ , weiten Blenden  $B_1$  und  $B_2$  (Fig. 1) liegen an  $R$  und Elektrometer 140 Volt positiv. Der Heizdraht wird auf hellste Rotglut gebracht, so daß im Sinne der Ausführung in Nr. 5 a der positive Primärstrom seine größtmögliche Intensität bekommt. Wir legen den positiven Pol der Influenzmaschine an  $A$  und gehen von einigen Hundert Volt bis Null abwärts. In Kurve Fig. 5 bezeichnen die Punkte die Ausschläge in 10 Sek. Bei 50 Volt betrug dieser Ausschlag noch  $\frac{1,8 \text{ mm}}{10 \text{ sec}}$ , bei 40 Volt  $\frac{0,9 \text{ mm}}{10 \text{ sec}}$ , bei 30 Volt 0,7 auf 100 Sek.

\* Ich habe eine ganze Reihe solcher Versuche angestellt, unter 100 Volt auch die Batterie-Hochspannungsakkumulatoren verwandt. Tiefer als im eben beschriebenen und in Fig. 5 dargestellten Versuch bin ich nicht gekommen, und stets verlief die Kurve der negativen Mengen asymptotisch zur



Abszissenachse und in ihrer letzten Beobachtbarkeit abhängig von den Intensitäten.<sup>1)</sup> Eine feste Grenze war nicht feststellbar. Nach dem obigen Versuch würde die Sekundärstrahlung zwischen 20—30 Volt primär beginnen, anfangs sehr geringe Mengen liefernd, die aber nach Art einer Exponentialfunktion äußerst rasch ansteigen. (Nr. 8, Folgerung b.)

10. Weitere Versuche zur Frage nach der Existenz einer Grenzgesehwindigkeit. Wie in Nr. 5 bei Beschreibung der Versuchsanordnung gesagt wurde, ist das vor dem Kegel liegende Netz der Blende  $B_2$  ein dichtes feindrähtiges. Die sekundären Elektronen werden also nicht bloß am Kegel  $K$  erzeugt, sondern auch — und das war die Absicht beim Entwurf der Anordnung — am Netz  $B_2$ . Diese Elektronen breiten sich nach vorne, nach  $B_1$  zu aus, ebenso aber nach hinten, in den Kegelraum hinein. Wir benutzen nun diese Elektronen und bestimmen ihre Emissionsgrenze mit der Gegenfeldmethode.

Versuch 11: An Anode  $A$  und Kegel  $K$  liegt gemeinsame positive Spannung von 0—100 Volt, an  $K$  ist außerdem das Elektrometer mit seinem Schutz gelegt, Hülle  $H$  und Ring  $R$  sind geerdet.  $K$  kann von den Primärstrahlen nicht getroffen werden, bekommt dagegen negative Mengen, sobald an  $B_2$  die Elektroemission beginnt. Es ist dies die Methode, welche J. Franck und G. Hertz für ihre Beobachtungen über Ionisierungsspannungen in Gasen gebrauchten. Es ergeben sich Kurven des Typs der Figg. 4

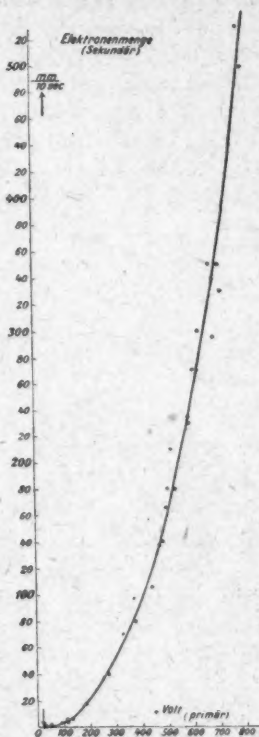


Fig. 5.

1) Vgl. über entsprechende Versuche in Gasen: E. v. Bahr und J. Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. 16. S. 64—66. 1914.

und 5. Ihr Auslauf liegt zwischen 20 und 30 Volt; ich glaube aber in einigen Fällen auch noch unter 20 Volt Primärgeschwindigkeit negativen Gang beobachtet zu haben, doch verliert sich hier die Bestimmung in der Unsicherheit der Beobachtung.

11. Wir verweisen an dieser Stelle auf das Ergebnis der Versuche 3 und 4, Fig. 3, in Nr. 7. Auch diese beweisen, daß die Emissionsgrenze der sekundären Elektronen entweder im Bereich zwischen 20 und 30 Volt Primärgeschwindigkeit oder nahe unterhalb zu suchen ist.

12. Genau die gleichen Versuche, wie sie in Nr. 10 und 11 (bzw. 7) beschrieben sind, habe ich mit nebenstehender,

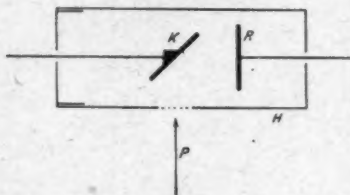


Fig. 6.

schematisch skizzierter Versuchsanordnung angestellt.

Der Primärstrahl  $P$  tritt senkrecht zur Achse der Hülle  $H$  durch ein mit feindrähtigem, weitmaschigem Netz versehenes Fenster und trifft auf eine unter  $45^\circ$  stehende Platte  $K$ . Geschützt

steht ihr eine Platte  $R$  gegenüber. Wir erhalten genau die gleichen Ergebnisse wie in Nr. 10 und 11 (7), wenn wir mit  $K$ ,  $R$  und  $H$  dieselben Manipulationen vornehmen wie dort.

Man erkennt in dieser Anordnung diejenige der früheren Mitteilung (Ann. d. Phys. 41. S. 645. 1913) wieder. Sie ist indessen in ihren Feldverhältnissen nicht so günstig wie die Ringanordnung der Fig. 1.

Die Anordnung hatte noch die Besonderheit, daß die Anode als Spirale, welche den Anodenzyylinder mit dem Anodenkerndraht verbindet, gebildet war. Über den Zylinder wurde eine Netzkappe geschoben, welche, wenn der Außenzyylinder am positiven Pol der Heizbatterie lag, bewirkte, daß alle positiven Teilchen mit gleicher Geschwindigkeit austraten.

Irgendwelche merkbaren Unterschiede hat diese Konstruktion gegenüber der Bügelanordnung der Fig. 1 nicht ergeben. Der unter 5a genannte, auf den glühenden Teil des Wolframfadens entfallende Spannungsabfall ist so gering, daß er keine Inhomogenität des Primärstrahls von praktischer Bedeutung mit sich bringt.



13. Wir benutzen endlich die Sekundärstrahlung des dichten Netzes der Blende  $B_2$  in Versuchsanordnung 1, um ein Urteil über die Grenze der Sekundäremission zu gewinnen.

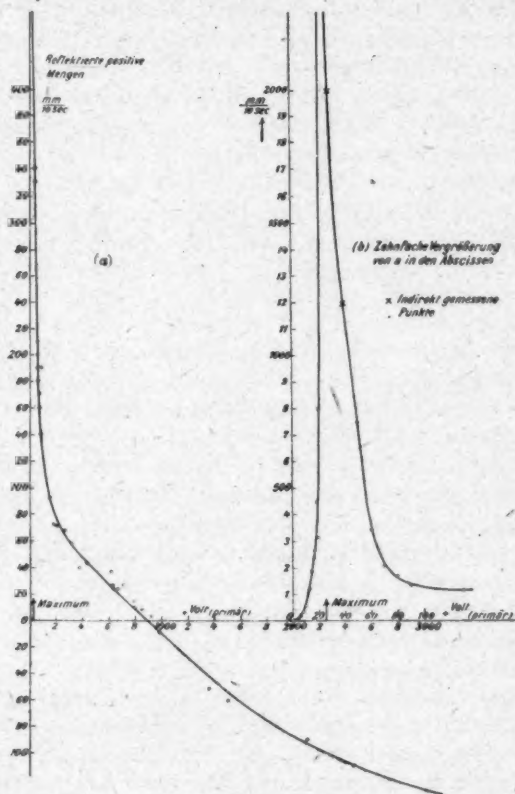


Fig. 7.

Versuch 12: Anode  $A$  erhält positive variable Spannung. Hülle  $H$  und Ring  $R$  ist geerdet, Kegel  $K$  über das Elektrometer zur Erde abgeleitet. Wir beobachten den von  $K$  abfließenden Strom. Er steigt positiv von Null an mit einer leichten Biegung, die dem kleinen Spannungsabfall am Glühfaden und seinem magnetischen Felde zuzuschreiben sein dürfte,

erreicht zwischen 20 und 30 Volt ein Maximum<sup>1)</sup> und nimmt rasch ab, wird bei 900 Volt Null und dann negativ.

Fig. 7a und 7b (letztere eine 10fache Vergrößerung für den Bereich des Maximums in den Abszissen) zeigt ein Beispiel dieses Versuchs, welches durch eine sehr reichlich spendende Sekundärstrahlungsquelle (Netz  $B_2$ ) definiert ist. Außerdem ist diese Quelle dem Empfänger des positiven Stroms sehr benachbart. Daher die Größe und Schärfe des Maximums.

Je mehr in den zahlreichen Wiederholungen des Versuchs die Nachbarquellen der Sekundärstrahlung von  $K$  entfernt werden, desto mehr flachte das Maximum ab. Ebenso verschwand der Übergang ins Negative, der abfließende Strom blieb nach dem Maximum positiv. Als  $K$  allein in der Hülle  $H$ , Ring  $R$  und Blende  $B_2$  ganz entfernt,  $B_1$  mit wenigen dünnen Drähten bespannt war, blieb im wesentlichen nur noch eine flache Biegung übrig, stets aber an derselben Stelle bei 20 Volt, teils nach oben, teils gegen 10 Volt hin sich etwas verschiebend. Es ist merkwürdig, wie empfindlich der Primärstrom gegenüber diesen sekundären Beimengungen ist. Auch Auffängermessungen zeigen sie. Sie lassen sich nicht umgehen, weil der Primärstrahl zu seiner Beschleunigung einen Feldträger (Blende  $B_1$ ) braucht, der notwendigerweise zur Quelle sekundärer Elektronen werden muß. Versuchsanordnung Fig. 6 hatte dieselben Ergebnisse wie die eben beschriebenen der Fig. 1.

*Versuch 13:* Reflexion kann diese Erscheinung nicht erklären. In Versuchsanordnung 1 wurde statt  $K$  und  $R$  ein Auffänger mit isolierter Rückwand eingesetzt. Die Rückwand nahm den Primärstrom, die Seiten- und Vorderwand die Reflexion auf. Letztere bleibt bei 20 Volt unter 5 Proz. und steigt nicht bei wachsender Primärgeschwindigkeit trotz des Einsetzens der Sekundärstrahlung. Im Auffänger könnte nun

1) Die hohen Werte der Ausschläge sind indirekt gemessen, entweder bei geminderter Empfindlichkeit des Elektrometers, oder durch Verwendung des Instrumentes als ein ballistisches, indem die Erdung 10 Sek. nur 1 Sek. gehoben, dann gesenkt und der Maximalausschlag abgelesen wurde. Eichung an bekannten Werten der übrigen Kurve ergab gute Einordnung der Resultate dieser indirekten Messungsart in den Gesamtlauf der Kurve.

zwar mehrfache Reflexion das Bild trüben, immerhin doch nicht so, daß ein bei 20 Volt etwa bestehendes, der Reflexion zuzuschreibendes Maximum ganz verwischt würde. Das Bild, welches wir uns von der Reflexion zu machen haben, ist eben wohl folgerichtig dies: Sie beansprucht einen kleinen, etwa 5 Proz. betragenden Bruchteil des Primärstrahls und nimmt mit wachsender Primärgeschwindigkeit wahrscheinlich noch etwas ab, wie Messungen an Kanalstrahlen von B. Saxén<sup>1)</sup> beweisen. Daß sie nicht ganz verschwindet, zeigen Beobachtungen am Dopplereffekt. Die Beschaffenheit von Flächen spielt keine Rolle und nirgends deutet eine Beobachtung auf eine Diskontinuität im oben beschriebenen Sinne.

Wir folgern also aus unseren Beobachtungen, daß der in Fig 7a u. b gekennzeichnete Abfall im positiven Primärstrahlstrom vom Einsatz der aus der Umgebung gelieferten Sekundärstrahlung herrührt. Das zustande kommende Maximum wird umso schärfer, je benachbarter und reichlicher spendend die Emissionsquelle am Auffänger des Primärstroms ist.

Bei so scharfen Maximis wie in Fig. 7a u. b können wir den Einsatz der Sekundärstrahlung an den Ort des Maximums verlegen. Wir erhalten somit aus diesen Versuchen dasselbe Resultat wie aus den früheren: Beginn der Elektronenemission bei einer Primärstrahlgeschwindigkeit von ca. 20 Volt. Einige Fälle deuten auf einen Einsatz zwischen 10 und 20 Volt.

14. Wir finden bei Metallen im hohen Vakuum also eine höhere Grenzgeschwindigkeit als E. v. Bahr und J. Franck in Gasen. Einer Grenze von 6 Volt und weniger stehen hier 20 Volt und weniger, nach den in Nr. 13 beschriebenen Versuchen gegen 10 Volt gegenüber.

Die Versuche 5, 6 und 10 ebenso wie die von E. v. Bahr und J. Franck zeigen aber, daß die Grenzbeobachtung bei positiven Primärströmen eine Empfindlichkeitsfrage ist und daß bei höherer Primärintensität sich diese Grenze nach kleineren Werten zu verschiebt. Da nun E. v. Bahr und J. Franck mit größeren Stromdichten arbeiteten als sie unseren Versuchen zugrunde liegen, so könnte die Differenz hierdurch als aufgeklärt gelten.

1) B. Saxén, *Ann. d. Phys.* 38. S. 319—354. 1912.

Wahrscheinlich ist es jedenfalls nicht, daß das im festen Körper gebundene Metallatom bei positiven Strömen eine höhere Grenzgeschwindigkeit zur Elektronenemission verlangt als das freie  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ -Molekel, wenn, wie wir wissen, bei Kathodenstrahlen ein solcher Unterschied nicht besteht. Das Bestehen einer Bildkraft ist zweifelhaft, und sie würde durch die größere Emissivität des Metallatoms wohl ausgeglichen werden.

Möglich bleibt aber, im Einfluß der Primärstrahlintensität nicht bloß eine Frage der Empfindlichkeit und Beobachtbarkeit, also eine Frage des praktischen Versuchs zu sehen, sondern auch eine solche von theoretischer Bedeutung, die aus dem Bohrschen Atommodell heraus verstanden werden kann. Ein positives Teilchen von 20 Volt Geschwindigkeit mag vielleicht noch nicht imstande sein, ein Elektron aus dem äußersten Atomring zu entfernen. Zwei oder drei Teilchen derselben Geschwindigkeit in derselben Zeit werden es können; denn das 2. und 3. Teilchen findet das Elektron schon gelockert vor, wenn sie mit ihm in Energieaustausch treten.

So verschiebt sich die Grenze mit der Stromdichte; und daß sie nicht mit derselben Schärfe wie bei Kathodenstrahlen einsetzt, wird nicht wundernehmen, wenn man bedenkt, daß es sich gegenüber der einfachen, scharf definierten Wirkung eines Elektrons beim Atom um die Superposition der Wirkung mehrerer und verschiedenen geladener Elemente in einem komplizierten Bau handelt. Wir werden nicht sehr fehl gehen, wenn wir sagen, daß bei Metallen die Grenze im ganzen wesentlich dieselbe sein wird wie bei Gasen und daß die beobachtete Grenze von 10—20 Volt noch etwas unterschritten werden kann.

#### IV.

15. *Die Geschwindigkeitsverteilung der sekundär ausgelösten Elektronen und ihre Abhängigkeit von der Primärgeschwindigkeit der auslösenden positiven Strahlteilchen.*

Die Ringanordnung der Fig. 1 ist geeignet, sich ein Urteil über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronenemission zu bilden. Der Fall des zentralen Feldes ist in ihr mit Annäherung realisiert, weil der Ring gegenüber den bestrahlten Flächen als punktförmig gelten kann. Während bei den licht-

elektrischen Untersuchungen<sup>1)</sup> das Zentrum bestrahlt wird, ist es hier die Hülle, bzw. ein Teil von ihr. Aber diese Umkehrung ändert nichts am Prinzip. Die von der Anode  $A$  kommenden Strahlen bestreichen den Teil  $K$  (Kegel) rings um den Punkt  $R$  (Ring) geerdeter Hüllen. Geben wir  $R$  negatives Potential, so werden nur diejenigen Elektronen aus dem Bereich  $P_1, P_2$  nach  $R$  gelangen, welche von dem jeweiligen Emissionspunkte  $P$  geradlinig verlaufen und eine höhere Geschwindigkeit besitzen als die Bremsung auf dem Wege  $PR$  beträgt. Wir haben es also hier unmittelbar mit den äußeren Geschwindigkeiten der Elektronenemission zu tun, nicht bloß mit Relativwerten wie bei den inhomogenen Kanalstrahlen und mit ihren Komponenten wie im homogenen Felde.

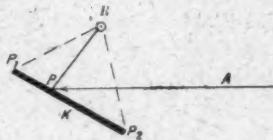


Fig. 8.

Die Umkehrung der Methode des zentralen Feldes liefert nicht die Gesamtmenge der Elektronenemission, aber einen für jede Geschwindigkeit proportionalen Teil von ihr. Anders ausgedrückt: Jeder Punkt  $P$  der bestrahlten Hülle wird in zeitlichem Hintereinander jede Geschwindigkeit in derselben Häufigkeit liefern, wie sie in jedem Zeitelement in räumlichem Nebeneinander in der Gesamtmenge enthalten sein werden.

Was von der Kegelfläche  $K$  gegenüber  $R$  gilt, hat auch für die Netzfläche der Blende  $B_2$  Geltung. Die um das Zentrum  $R$  geschlossene Hülle kann beliebige Gestalt haben. Die unsrige setzt sich aus Kegelflächen, Zylinderflächen und Ebenen zusammen; an zwei Stellen wird sie vom Primärstrahl geschnitten, und für die herausgeschnittenen Stücke gilt die obige Überlegung.

Endlich fragt es sich, wie die von  $K$  nach  $R$  reflektierte positive Primärstrahlmenge wirken wird. Offenbar neutralisiert sie eine gewisse Menge ausgelöster Elektronen, aber in dieser

1) Genaueres siehe hierüber bei A. Becker, Ann. d. Phys. 59. S. 393—473. 1919. Dort auch die Literaturdiskussion über die Arbeiten von O. W. Richardson und K. T. Compton, Phil. Mag. 24. S. 575. 1912 und C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 45. S. 961. 1121. 1914.

vom Elektrometer nicht angezeigten Menge werden sich die Geschwindigkeiten genau so verteilen wie in der zur Beobachtung kommenden.

Bezeichnet also in Fig. 9 die Kurve  $a$  die Mengenkurve der Elektronenemission, wie sie ohne gleichzeitige Anwesenheit

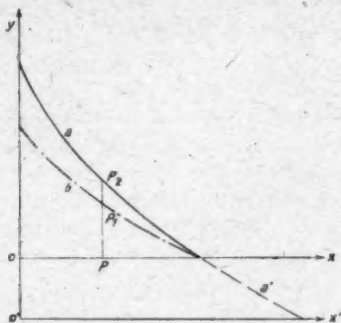


Fig. 9.

positiver Mengen sein würde, so verändert die positive reflektierte Elektrizität die Figur nicht etwa so, daß sie die  $x'$ -Achse nach oben rückt, von der Kurve  $a$  also das Stück  $a'$  weg-schneidet und so die größten Geschwindigkeiten allein benach-teiligt, sondern so, daß sie von jeder Ordinate ein ihrer Länge proportionales Stück abnimmt und  $a$  in  $b$  umgestaltet. Bei einem bestimmten Potential —  $P$  an  $R$  wandert das Elektro-meter um so viel langsamer, um wieviel an dieser Stelle die Reflexion aus der Gesamtmenge diejenigen Geschwindigkeiten neutralisiert hat, welche gleich oder größer als  $P$  sind. Das Elektrometer gelangt von  $P$  (Fig. 9) nicht nach  $P_2$ , sondern nur nach  $P_1$ .

Nur dadurch kann eine Änderung des Verlaufs der Ge-schwindigkeitsverteilungen entstehen, daß das steigende negative Potential an  $R$  die nach  $R$  gerichteten positiven reflektierten Mengen in ihrem Laufe beeinflusst und in wachsendem Maße zu sich herüberzieht. Dadurch kann eine Benachteiligung der höheren Geschwindigkeiten entstehen. Die Größe dieses Fehlers ist nur aus den jeweiligen Versuchsumständen heraus zu be-urteilen.



Im ganzen können wir sagen: Die positive Reflexion überlagert wohl die Elektronenemission, stört aber das Bild der Geschwindigkeitsverteilungen nicht. Die prozentual auf die einzelnen Gebiete entfallenden Mengen kommen im Elektrometerauschlag klar zum Ausdruck. Wesentliche Fehler, die durch mehr oder minder indirekte Schlüsse zu eliminieren wären, dürften also in der Geschwindigkeitsmessung nicht enthalten sein.

16. *Versuch 14:* An Anode  $A$  (Fig. 1) liegt positive konstante Spannung. Kegel  $K$  und Hülle  $H$  nebst Durchführungen  $c_H$ ,  $c_K$  ist geerdet. Ring  $R$  liegt am Elektrometer und ist mit diesem, wie mit seinem Schutz auf variable negative Spannung gebracht. Beobachtet werden die Ausschläge in 10 Sek. Wir erhalten bei stärkerer Fadenglut Fig. 10b bei 1790, 1080, 500, 420 Volt. Bei 400 Volt ist eben kein Ausschlag bemerkbar, 330 Volt gibt bei 0 Volt an  $R$  schon positiven Gang. Hier berühren wir das Resultat von Nr. 6, Versuch 2, der auch mit annähernd derselben Fadenglut arbeitete und bei 0 Volt das Überwiegen der Reflexion anzeigte.

*Versuch 15:* Dasselbe bei schwächerer Glut. Wir erhalten das Bild Fig. 10a. Die Mengen sind geringer, positiver Gang setzt ebenfalls gleich nach 400 Volt primär ein.

Wir folgern aus diesen Versuchen unmittelbar:

a) Größeren Intensitäten des Primärstroms entsprechen größere Mengen ausgelöster Elektronen. Das Resultat von Nr. 8, Folgerung a, wird hierdurch bestätigt.

b) Höheren Primärgeschwindigkeiten entsprechen größere Mengen sekundärer Elektronen. Wir erhalten hier ebenfalls dasselbe Resultat wie in Nr. 8, Folgerung b.

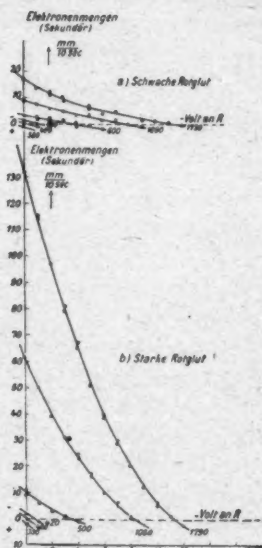


Fig. 10.

c) Höheren Primärgeschwindigkeiten entspricht ein Zuwachs höherer Sekundärgeschwindigkeiten in der Geschwindigkeitsverteilung der ausgelösten Elektronen. Damit bestätigt sich das Resultat der früheren Arbeit über die Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen (Ann. d. Phys. 41. S. 659. Satz 8. 1913 auch im Bereich geringer Geschwindigkeiten positiver Primärstrahlung.

d) Der Schnittpunkt der sekundären Mengenkurven<sup>1)</sup> ist bei starker Primärstrahlung derselbe, wie bei schwacher. Wir schließen auf die Unabhängigkeit der Geschwindigkeit sekundär ausgelöster Elektronen von der Intensität des Primärstrahls und kommen damit auf das entsprechende bei Kanalstrahlen gewonnene Ergebnis (a. a. O. S. 655, Satz 3).

Das gleiche Ergebnis wie das in Fig. 10 wiedergegebene fand sich in zahlreichen Versuchen wieder, auch dann, wenn  $K$  und  $H$  an positiv von 0—2 Volt variabler Spannung und  $R$  an Erde lag. Die Variation der geringen verzögernden Potentiale von  $H$  gegen  $A$  kommen den Primärgeschwindigkeiten gegenüber nicht in Betracht. Wir können also dasselbe für die Reflexion folgern und weiter sagen:

e) Eine besondere Benachteiligung der höheren sekundären Geschwindigkeiten durch die positiven reflektierten Strahlen im Sinne der Schlußausführung von Nr. 15 ist nicht zu erwarten.

f) Für die hier angewandten Primärstromstärken wird die Sekundäremission unterhalb 430 Volt unmerklich. Der Rest bis zur Grenze von ca. 20 Volt wird durch Reflexion von Primärstrahlung zugedeckt. Aus den Figg. 4 und 5 geht hervor, daß ihre Menge gegenüber der hier bei höherer Primärgeschwindigkeit aufgenommenen verschwindend klein ist. Was die in ihr enthaltenen maximalen Geschwindigkeiten anbetrifft, so dürften sie 0,01 Volt nicht übersteigen.

g) Auf eine Zahlenbeziehung zwischen der Primärgeschwindigkeit und der sekundären Elektronenmenge, wie sie aus

1) Genauer wäre die Grenzgeschwindigkeit der Sekundärstrahlung aus dem Übergang der Mengenkurve zur Parallelität mit der Abszissenachse zu entnehmen. Der Schnittpunkt mit der Abzissenachse ist aber schärfer bestimmbar und verändert am Resultat nichts Wesentliches.



Fig. 10 abzulesen ist, sei noch mehr nebenbei hingewiesen. Aus Figg. 4 und 5, Nr. 8 und 9, war zu sehen, daß die Gesamtemission mit der Spannung exponentiell wächst. Hier haben wir es nicht mit der Gesamtemission, sondern nur mit der von  $K$  und  $B_2$  nach  $R$  hin gerichteten linearen Emission zu tun. Außerdem deckt hier die Reflexion einen Teil dieser Emission bis ca. 400 Volt primär zu. Für diese lineare Emission ist nun aus Fig. 10 eine lineare Proportionalität mit der Primärgeschwindigkeit abzunehmen, wenn man für diese 400 Volt als Nullpunkt ansieht. Tabelle 1 zeigt dies deutlich. Sie gibt in Kolonne 1 die Sekundärmengen  $J$ , d. h. die Ordinaten in mm für  $V_R = 0$ , in Kolonne 2 die Quotienten zweier auf einander folgenden Werte  $Q_J$ ; Kolonne 3 bringt die Anodenspannungen, abzüglich 400 Volt, Kolonne 4 wieder die Quotienten zweier aufeinander folgender Werte dieser so korrigierten Anodenspannungen  $Q_V$ :

Tabelle 1.

Starke Primärintensität				Schwache Primärintensität			
$J$	$Q_J$	$V$	$Q_V$	$J$	$Q_J$	$V$	$Q_V$
132	2,13	1390	2,04	17	1,89	1330	1,33
62		680		9		690	
10	6,2	100	6,8	3	3,05	200	3,45
2	5,0	20	5,0	1,3	2,30	90	2,22

Die zweite und vierte Kolonne beider Tabellenhälften beweist die Proportionalität von  $J$  mit  $V$ . Betont sei aber, daß hiermit eben nur die lineare Emission im bremsenden Felde charakterisiert ist, nicht die gesamte Emission, von der oben die Rede war.

17. Durch Differentiation gewinnen wir aus den Mengenintegralkurven der Fig. 10a und b die Geschwindigkeitsverteilungen. Die folgende Tabelle gibt die einzelnen Geschwindigkeitsmengen in Prozenten der Gesamtmenge wieder, so zwar, wie sie sich auf die Einzelbereiche der Zehntelvoltintervalle verteilen. Die Summe jeder Horizontalreihe ergibt 100.

Tabelle 2.

Volt (primär)	Geschwindigkeitsverteilung in Prozenten der Gesamtmenge												Bemerkung
	0—0,1	0,1—0,2	0,2—0,3	0,3—0,4	0,4—0,5	0,5—0,6	0,6—0,7	0,7—0,8	0,8—0,9	0,9—1,0	1,0—1,1	1,1—1,2	
1790	13,5	12,8	12,0	11,2	10,5	9,0	7,5	6,8	6,1	5,3	3,8	1,5	Starke Primär- intensität
1080	19,4	16,1	14,5	12,9	11,3	9,7	8,1	6,4	1,6				
500	40	30	20	10									
420	100												
1730	16,5	13,2	11,8	10,5	9,9	9,2	8,5	6,6	5,3	4,6	3,9		Schwache Primär- intensität
1080	19,8	15,4	14,3	12,1	11,0	9,9	8,8	6,6	2,1				
600	37	27	21	15									
490	100												

Man bemerkt in dieser Übersicht, die als Beispiel für viele gelten mag, mit großer Deutlichkeit das Gesetz der Verschiebung der Geschwindigkeiten nach größeren Werten.

a) Mit wachsender Geschwindigkeit der Primärstrahlung nehmen die prozentischen Beträge der niederen Sekundär-  
geschwindigkeiten ab, die der höheren zu. Stets jedoch bilden sie eine nach höheren Geschwindigkeiten hin fallende Reihe.

b) Dieses Gesetz gilt für alle Primärintensitäten in gleicher Weise.

18. Ebenso wie die obigen Versuche über die zur Auslösung der Elektronenemission notwendige Minimalgeschwindigkeit die Lücke schloß, welche die frühere Arbeit über die Sekundärstrahlung der Kanalstrahlen gelassen hatte, so vervollständigten die Ausführungen der Nrn. 16 und 17 die früher gegebene Geschwindigkeitsverteilung.

Bei Kanalstrahlen von 30000 bis 40000 Volt Beschleunigungsspannung bis herunter zu solchen von rund 1000 Volt hatten sich sekundäre Grenzggeschwindigkeiten in der Geschwindigkeitsverteilung von 22 Volt an abnehmend bis 4 Volt gefunden.

Hier entsprechen den homogenen Primärgeschwindigkeiten

von etwa 1800—400 Volt Grenzgesehwindigkeiten der Sekundäremission von ca. 1,2—0,1 Volt, und wir sahen, daß von ca. 20 Volt die sekundären Grenzgesehwindigkeiten gegen 0 Volt konvergieren müssen (16f.).

Nehmen wir, um den Bereich nach oben zu ergänzen, noch hinzu, daß bei  $\alpha$ -Strahlen Sekundäregeschwindigkeiten von ca. 15 Volt<sup>1)</sup> auftreten, eine Grenzgesehwindigkeit, bei welcher ungefähr auch die Sekundäremission bei Kanalstrahlen stehen bleibt, so haben wir das Gesamtbild der sekundären Emissionsgeschwindigkeiten bei Atomstrahlerregung skizziert.

19. Auf die Bedeutung des Verteilungsgesetzes selbst sei noch zum Schluß kurz hingewiesen. Zum erstenmal ist es für homogene atomistische Strahlung mit Sicherheit aufgestellt. Während die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronenemission bei Erregung durch Wellenstrahlung, wie Ramsauer<sup>2)</sup> nachwies, eine im Großen und Ganzen der Maxwellschen sehr ähnliche ist, sieht sie hier sehr viel anders aus. Legt jene den Gedanken eines einheitlichen Resonanzauslösungsvorganges nahe, dem die Konstitution des Metalles seine Besonderheit, die Inhomogenität in der Verteilung der Geschwindigkeiten, aufdrückt, ohne das Resonanzmaximum zu vernichten, so hat man hier den Eindruck eines in das System der Atome zerstörend eindringenden Geschosses. Das langsamere Strahlteilchen dringt nicht tief in die Elektronensphäre des Atoms ein; nur der äußerste Ring — im Sinne des Bohrschen Modells gesprochen — wird berührt oder durchsetzt. Es liefert die langsamen sekundären Elektronen. Je schneller das Primärteilchen, desto größer die Häufigkeit der Fälle, in denen aus den nächst inneren Ringen Elektronen hinausgeschleudert werden, wobei es nicht fehlen kann, daß die äußersten Ringe auch in diesen Fällen zur Elektronenspende mit beitragen, und zwar numerisch mehr als die inneren, wie die Geschwindigkeitsverteilung beweist.

---

1) N. R. Campbell, Jahrb. d. Rad. u. Elektronik. 9. S. 419—438. 1912. Man bemerke in diesem Bericht die große Ähnlichkeit der  $\delta$ -Strahlen mit der Sekundäremission bei schnellen und langsamen positiven Strahlen.

2) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 45. S. 1121. 1914.

20. Es ist nicht schwer, sich in diesem Sinne Bilder des Vorganges zurecht zu machen. Ihre Ausgestaltung muß der Zukunft überlassen bleiben. Hier wollen wir nur betonen, wieviel feiner die Lichtwelle in den Atommechanismus eingreift, wieviel gröber das bewegte Atom. Wollen wir beide als Sonden bei der Erforschung des Atominnern benutzen, so dürfte die Lichtwelle dem bewegten Atom überlegen sein.

Aber wenn es auch so ist, daß der  $\alpha$ -Strahl wohl das neuere Atombild begründete, die Röntgenwelle aber seine feinere Struktur und den Anschluß an das periodische System ausarbeitete, diese eine feinere Analyse lieferte als jene, so behalten die Probleme des größeren Eingriffs in den Bau des Atoms ihren Wert. Wir dürfen hoffen, mit der hier beschriebenen Methode der homogenen langsamen Trägerstrahlung die Vorgänge der Absorption in Gasen und Dämpfern, die freien Weglängen und ihre Variation mit der Geschwindigkeit u. a. m., und ferner die Vorgänge bei der Phosphoreszenzerregung untersuchen zu können, von welcher letzterer wir durch die Arbeiten Lenards<sup>1)</sup> und Rüchardts<sup>2)</sup> wissen, daß es in Gebieten niedriger Primärgeschwindigkeit bei Kathoden- und Trägerstrahlen zwei verschiedene, durch eine scharfe Geschwindigkeitsgrenze getrennte Erregungsarten gibt.

Nicht weniger nahe liegt der Vergleich der Erregung der Elektronenemission aus Metallen durch langsame Träger mit der durch langsame Kathodenstrahlen. Nach unseren heutigen Kenntnissen scheint bei Metallen im Vakuum derselbe Unterschied obzuwalten, wie in Gasen: Bei Kathodenstrahlen feste Grenzen, bei Trägerstrahlen Verwaschenheit und Abhängigkeit von der Primärintensität. Die in Nr. 13 beschriebene Methode des konzentrischen Feldes dürfte es ermöglichen, mit der Sicherstellung dieser Frage auch die nach der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlung aus Metallen bei Erregung durch langsame Kathodenstrahlen und ihrem Verschiebungsgesetz bei Variation der Primärgeschwindigkeit endgültig zu beantworten.<sup>3)</sup>

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. S. 449—490. 1903.

2) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. 48. S. 838—876. 1915.

3) Eine Zusammenfassung des bisher hierüber Bekannten siehe bei P. Lenard, „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten“. Spez. Teil. V. D. 2. e. S. 160.

Ein Teil der Apparate ist aus Mitteln der Fuhrschen Stiftung zu Darmstadt angeschafft, und ich benutze gern die Gelegenheit, dem Senate der Technischen Hochschule als Kuratorium für die Bewilligung meinen Dank an dieser Stelle zum Ausdruck zu bringen.

Darmstadt, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule,  
30. April 1919.

(Eingegangen 7. Mai 1919.)

---

## 2. Vergleich der lichtelektrischen und thermischen Elektronenemission; von A. Becker.

Versucht man die bisher meist für sich getrennt betrachteten verschiedenen Erscheinungsgebiete der Elektronenemission zusammenfassend zu überblicken, so drängt sich notwendig die Wahrscheinlichkeit auf, daß die verschiedenen Formen der Energietransformation, die uns in der Auslösung von Elektronen aus der Materie entgegentritt, einen gewissen durch den Atombau bedingten Grundmechanismus gemeinsam haben, wenn auch ein Einfluß der besonderen erregenden Energieform auf das Endergebnis nicht von vornherein ausgeschlossen erscheint.

Die vorliegende Arbeit verfolgt diese Frage im Einzelnen auf dem Wege eines quantitativen Vergleichs der beiden bisher am eingehendsten untersuchten Fälle der lichtelektrischen und thermischen Elektronenemission. Sie sucht zu diesem Zweck die gesamte quantitativ als gesichert anzusehende hierhergehörige Erfahrung heranzuziehen. Vorzugsweise kommt in dieser Hinsicht neben der Kenntnis der die *Gesamtmenge* der ausgelösten Elektronen betreffenden Zusammenhänge die Kenntnis der *Absolutwerte* und der *relativen Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten* in Betracht. Besondere Bedeutung kommt dabei auch der wichtigen Frage nach der *Abtrennungs-* bzw. *Austrittsarbeit*<sup>1)</sup> zu.

Ältere Versuche eines solchen Vergleichs liegen vornehmlich von Hrn. Richardson<sup>2)</sup> und von Hrn. W. Wilson<sup>3)</sup> vor.<sup>4)</sup> Dieselben beschränken sich in der Hauptsache auf die Betrachtung der Gesamtmenge der in beiden Fällen emittierten Elektronen.

1) Über die Präzisierung dieser Begriffe siehe P. Lenard, *Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten*. Heidelberg 1918, bei C. Winter. S. 172.

2) O. W. Richardson, *Phys. Rev.* (1) **34**, p. 146. 1912; *Phil. Mag.* (6) **23**, S. 594; **24**, S. 570. 1912.

3) W. Wilson, *Ann. d. Phys.* **42**, S. 1154. 1913.

4) Vgl. auch P. Lenard, a. a. O. Abschnitt V u. Note 390 u. 501.



Hr. Richardson, der das Problem nach mehreren Richtungen verfolgt, kommt zu dem Ergebnis, daß zwischen beiden Erscheinungen zwar eine enge Beziehung bestehe, daß aber die naheliegende Auffassung, nach der die glühelektrische Wirkung lediglich die Folge lichtelektrischer Wirkung sei, durch die Erfahrung nicht gestützt werde. Hr. Wilson sieht demgegenüber eine Stütze für diese Vorstellung darin, daß er auf der Grundlage der Planckschen Quantenhypothese für den Temperaturgang der ausgelösten Gesamtelektronenmenge einen der Richardsonschen Formel gleichartigen Ausdruck herleiten konnte.

Berücksichtigt man die erhebliche, im Einzelnen noch nicht verständlich gewordene Beeinträchtigung der Eindeutigkeit der quantitativen Aussagen der Beobachtung durch fremde Faktoren (wie insbesondere Gasgehalt der emittierenden Metalle), so könnte der Versuch eines allgemeinen Einblicks in den Mechanismus der Elektronenauslösung wenig erfolgversprechend scheinen. Demgegenüber ist aber zu bemerken, daß eine solche Beeinflussung sich auf beiden hier zu betrachtenden Gebieten in ganz analoger Weise feststellen läßt und daß sie sich vorwiegend, wenn nicht ausschließlich, auf den Absolutwert der austretenden Elektronenzahl und nicht auf die Austrittsgeschwindigkeiten zu beziehen scheint.<sup>1)</sup> Sofern wir vornehmlich die letzteren der Betrachtung unterwerfen, dürfte sonach der beabsichtigte Vergleich eine gesicherte Grundlage besitzen; in seinen auf eine *nahe Verwandtschaft der beiden Erscheinungen* hinweisenden Ergebnissen dürfte er überdies in jener Analogie der fremden Einflüsse eine Stütze finden.

Eine weitere Prüfung bzw. Vervollständigung der auf diesem Wege gewonnenen Kenntnis wird man von der vergleichswisen Heranziehung insbesondere derjenigen Erregungsarten erwarten können, welche von den genannten Einflüssen nachweislich frei sind.

#### A. Die glühelektrische Wirkung.

Für das Verständnis dieses Erscheinungsgebiets ist bis jetzt die Richardsonsche Theorie<sup>2)</sup> grundlegend geblieben. Sie identifiziert die austretenden Elektronen mit den im Innern der

1) Eine Erklärung hierfür siehe A4 und B II.

2) O. W. Richardson, Cambr. Phil. Soc. 11. S. 286. 1901; Phil. Trans. A. 201. S. 497. 1903.

Metalle anzunehmenden und daselbst auch für die Elektrizitätsleitung maßgebenden *freien* Elektronen, denen nach dem Maxwell'schen Gesetz verteilte gastheoretische Geschwindigkeiten zukommen sollen. Die Möglichkeit ihres Austritts aus der Metalloberfläche ist an die Bedingung geknüpft, daß ihre kinetische Energie mindestens die Größe einer gegen eine vorhandene Oberflächenkraft zu leistenden Austrittsarbeit erreiche.

1. Gilt für die linearen Geschwindigkeiten der freien Elektronen im Metallinnern das Maxwell'sche Verteilungsgesetz, so ist die Relativzahl der im Geschwindigkeitsbereich  $v$  bis  $v + dv$  liegenden Elektronen

$$P(v)dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_w^3} \cdot v^2 \cdot e^{-v^2/v_w^2} \cdot dv,$$

wo  $v_w$  die wahrscheinlichste Geschwindigkeit derselben bezeichnet.

2. Wir betrachten nun zunächst diejenige *äußere Verteilung* der Elektronengeschwindigkeiten, die *bei fehlender Oberflächenkraft* zu erwarten wäre. Die hierauf bezüglichen Größen seien in Übereinstimmung mit einer früheren entsprechenden Untersuchung<sup>1)</sup> mit dem Index  $i$  bezeichnet, da sie im danach zu betrachtenden Fall einer vorhandenen Oberflächenkraft die Bedeutung von „inneren“ Werten annehmen.

a) Im Winkelbereich  $\alpha$  bis  $\alpha + d\alpha$  (gegen die Oberflächennormale) tritt aus der Flächeneinheit in der Sekunde die Elektronenmenge

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N}{v_w^3} \cdot v^3 \cdot e^{-v^2/v_w^2} \cdot dv \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha$$

aus, was einer räumlichen Elektronendichte

$$\varrho_i = \frac{N}{\pi^{3/2}} \frac{1}{v_w^3} \cdot v^3 \cdot e^{-v^2/v_w^2} \cdot dv \cdot \cos \alpha$$

entspricht, wenn  $N$  die Gesamtzahl aller freien Elektronen der Volumeneinheit des Metallinneren angibt. Es liegt hier also eine Ausstrahlung nach dem Cosinusgesetz vor, die in der vorgenannten früheren Untersuchung allgemein eingehend verfolgt worden ist.

Die Relativzahl der im Ganzen in der Sekunde austretenden Elektronen des betrachteten Geschwindigkeitsbereichs ist also

$$P(v)dv = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_w^3} \cdot v^3 \cdot e^{-v^2/v_w^2} \cdot dv.$$

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 393. 1919.



b) Für letztere ergibt sich nach Einführung der Voltgeschwindigkeit

$$P(V_i) dV_i = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{e}{m} \right)^3 \frac{1}{v_w^3} \cdot V_i \cdot e^{-\frac{2e/m V_i}{v_w^3}} dV_i,$$

oder auch

$$P(\bar{V}_i) d\bar{V}_i = \frac{\sqrt{\frac{e}{m} V_{wi}}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \bar{V}_i \cdot e^{-\bar{V}_i} d\bar{V}_i,$$

wenn alle Voltgeschwindigkeiten mit dem wahrscheinlichsten Wert als Einheit gemessen werden, also

$$\bar{V}_i = \frac{V_i}{V_{wi}}$$

gesetzt wird.<sup>1)</sup>

c) Im zentralen elektrischen Feld ist die bei der verzögernden Potentialdifferenz  $\bar{V}$  meßbare Elektronenmenge der emittierenden Flächeneinheit in der Sekunde

$$\begin{aligned} z_i &= N \int_{\bar{V}}^{\infty} P(\bar{V}_i) d\bar{V}_i = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m} V_{wi}} \cdot \int_{\bar{V}}^{\infty} \bar{V}_i e^{-\bar{V}_i} d\bar{V}_i \\ &= A \cdot (\bar{V} + 1) \cdot e^{-\bar{V}}, \end{aligned}$$

wo die konstanten Größen im Faktor  $A$  zusammengefaßt sind. Diese Beziehung scheint bisher noch nicht experimentell geprüft worden zu sein. Theoretisch ist sie zuerst von Hrn. Richardson<sup>2)</sup> durch Spezialisierung allgemeinerer, auf ein zylindrisches Feld bezüglicher Entwicklungen gewonnen worden; später findet sie sich noch, ohne Ableitung, bei Hrn. Schottky.<sup>3)</sup>

1) Es ist hier zu beachten, daß

$$V_{wi} = \frac{v_w^2}{2e/m}$$

ist, daß die wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit der austretenden Elektronen also durch diese Beziehung mit der wahrscheinlichsten Lineargeschwindigkeit  $v_w$  der gastheoretisch bewegten Elektronen des Metallinneren verknüpft ist, während sie mit der nach dem Austritt vorhandenen wahrscheinlichsten Lineargeschwindigkeit  $v_{wi}$  gemäß

$$V_{wi} = \frac{v_{wi}^2}{3e/m}$$

zusammenhängt.

2) O. W. Richardson, Phil. Mag. (6) 17. S. 813. 1909.

3) W. Schottky, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 16. S. 482. 1914.

Mißt man  $z_i$  mit der maximalen Menge  $A$  (für  $\bar{V} = 0$ ) als Einheit, so wird

$$\bar{z}_i = (\bar{V} + 1) \cdot e^{-\bar{V}}.$$

d) Im homogenen elektrischen Feld findet sich die bei der verzögernden Potentialdifferenz  $\bar{V}$  meßbare Elektronenmenge — wieder bezogen auf die emittierende Flächeneinheit und die Sekunde — im Falle der Ausstrahlung nach dem Cosinusetz allgemein zu

$$y_i = z_i - N \cdot \bar{V} \int_{\bar{V}}^{\infty} \frac{P(\bar{V}_i)}{\bar{V}_i} d\bar{V}_i, \quad 1)$$

woraus sich im gegenwärtigen Fall ergibt

$$y_i = A \cdot e^{-\bar{V}},$$

was mit Hrn. Richardsons bekanntem Ausdruck übereinstimmt.<sup>2)</sup>

3. Es werde jetzt das Vorhandensein einer Oberflächenkraft angenommen. Würde deren Richtung mit der Elektronenbahn beim Austritt zusammenfallen, so würde die Austrittsgeschwindigkeit Null im Gegensatz zur Erfahrung nicht mehr mit der Menge Null verknüpft sein. Es ist daher mit Hrn. Richardson eine flächennormale Kraft anzunehmen. Die Austrittsarbeit werde, in Volt gemessen, mit  $\Pi$ , die nach Überwindung der Oberflächenkraft vorhandene „äußere“ Geschwindigkeit und Menge der Elektronen mit dem Index  $a$  bezeichnet.

a) Für die relative Verteilung der äußeren Voltgeschwindigkeiten gilt allgemein im Falle der Ausstrahlung nach dem Cosinusetz

$$P(V_a) dV_a = P(V_i) dV_i \cdot \left\{ 1 - \frac{\Pi}{V_i} \right\}. \quad 3)$$

Hieraus folgt, daß im gegenwärtigen Fall  $V_{wa} = V_{wi}$ , d. h. die äußere und innere wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit den gleichen Wert hat und daß für die äußere Verteilung der Voltgeschwindigkeiten

1) Vgl. A. Becker, a. a. O., Gleichung (20a).

2) Derselbe liefert  $y_i/A = 0,368$  für  $\bar{V} = 1$ , was einen einfachen Weg anzeigt, die wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit aus einwandfreien Homogenfeldmessungen abzuleiten.

3) Vgl. A. Becker, a. a. O., Gleichung (42b).

$$P(\bar{V}_a) d\bar{V}_a = \frac{\sqrt{\frac{e}{m} V_{wa}}}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\bar{H}} \cdot \bar{V}_a \cdot e^{-\bar{V}_a} d\bar{V}_a$$

wird, wenn alle Voltgeschwindigkeiten mit dem wahrscheinlichsten äußeren Wert als Einheit gemessen werden, also

$$\bar{V}_a = \frac{V_a}{V_{wa}} \quad \text{und} \quad \bar{H} = \frac{H}{V_{wa}}$$

gesetzt wird.

Der Vergleich dieses Ausdrucks mit dem für die inneren Voltgeschwindigkeiten angegebenen zeigt, daß beide sich nur durch den konstanten Faktor  $e^{-\bar{H}}$  voneinander unterscheiden, und daß daher der relative Verlauf der Verteilungskurve vom Vorhandensein einer Austrittsarbeit völlig unbeeinflusst bleibt.

b) Für die *äußere Raumdichte* der Elektronen ergibt sich nach vorstehendem sofort

$$\rho_a = N \frac{\sqrt{\frac{e}{m} V_{wa}}}{\pi^{3/2} \cdot \sqrt{2}} \cdot e^{-\bar{H}} \cdot \bar{V}_a \cdot e^{-\bar{V}_a} \cdot d\bar{V}_a \cdot \cos \alpha',$$

wenn der Neigungswinkel gegen die Flächennormale im Außenraum mit  $\alpha'$  bezeichnet wird.

Es ist also auch der Gang der Raumdichte sowohl mit  $V$  als mit dem Winkel von der Oberflächenkraft unabhängig.

c) Im *zentralen elektrischen Feld* ist die bei der verzögernden Potentialdifferenz  $\bar{V}$  meßbare Elektronenmenge

$$z_a = N \cdot \int_{\bar{V}}^{\infty} P(\bar{V}_a) d\bar{V}_a = A \cdot e^{-\bar{H}} \cdot (\bar{V} + 1) \cdot e^{-\bar{V}},$$

oder, wenn  $z_a$  mit der maximalen Menge (für  $\bar{V} = 0$ ) als Einheit gemessen wird,

$$\bar{z}_a = (\bar{V} + 1) \cdot e^{-\bar{V}}.$$

Dieser Ausdruck ist mit dem für fehlende Oberflächenkraft gültigen (2c) formal identisch.

d) Auch im *homogenen elektrischen Feld* tritt diese Identität auf.

e) Die *Gesamtmenge* der von der Flächeneinheit in der Zeiteinheit emittierten Elektronen ist

$$n = A \cdot e^{-\bar{H}} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m} V_{wi}} \cdot e^{-\frac{H}{V_{wi}}};$$

sie allein hängt also von der Austrittsarbeit ab. Setzen wir  $V_{wi} = V_{wi}^1 \cdot \Theta$ , wo  $V_{wi}^1$  die wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit bei der absoluten Temperatur  $\Theta = 1$  bezeichnet<sup>1)</sup>, so wird

$$n = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{e}{m} V_{wi}^1} \cdot \sqrt{\Theta} \cdot e^{-\frac{\Pi}{V_{wi}^1 \Theta}},$$

was mit dem zuerst von Hrn. Richardson hergeleiteten entsprechenden Ausdruck für den Temperaturgang inhaltlich identisch ist.<sup>2)</sup>

f) Führt man die Temperatur auch in den Ausdruck für die Verteilung der Voltgeschwindigkeiten ein, so wird

$$P(\bar{V})_{\Theta} d\bar{V} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{e}{m} V_{wi}^1} \cdot \sqrt{\Theta} \cdot \bar{V} \cdot e^{-\bar{V}} d\bar{V}.$$

Alle Verteilungskurven der relativen Voltgeschwindigkeiten sind also in ihrem relativen Verlauf identisch, und die Absolutwerte ihrer Ordinaten stehen im Verhältnis der Quadratwurzeln der absoluten Temperaturen.

4. Zusammenfassend ergibt sich aus den vorstehenden Betrachtungen der Schluß:

*Wenn die Richardsonsche Auffassung vom Mechanismus des Glüh-effekts zutrifft, so kann das Vorhandensein und die Größe einer Austrittsarbeit experimentell nur aus dem Absolutwert der emittierten Elektronenzahl und seinem Gang mit der Temperatur ermittelt werden. Der Absolutwert und die Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten sind dagegen ebenso wie der Gang der äußeren Raumdichte der Elektronen mit dem Emissionswinkel vom Vorhandensein einer flächennormalen Oberflächenkraft vollkommen unabhängig.*

Wir legen auf die Feststellung dieser an sich naheliegenden Tatsache hier deshalb Wert, weil sie bisher in der Literatur nicht deutlich hervorgetreten ist, was mehrfach zu irrtümlichen Auffassungen bezüglich der Austrittsarbeit geführt hat.

Man erkennt aus dem Vorstehenden auch leicht, daß alle fremden Faktoren, die einen Einfluß auf die Konzentration der freien Elektronen oder die Größe der Austrittsarbeit zu gewinnen vermögen, an einer Veränderung der emittierten Absolutmenge

1) Ihr Wert beträgt  $V_{wi}^1 = 0,86 \cdot 10^{-4}$  Volt.

2) Aus der Beobachtung findet sich mit Hilfe dieser Gleichung für Platin II zu etwa 5,7 Volt.

der Elektronen und ihres Temperaturgangs erkennbar werden müssen, während die den Geschwindigkeiten zugewandte Beobachtung ungestört bleibt, wie wir bereits in der Einleitung bemerkt haben.

Zu späterem Vergleich sei der relative Verlauf der Zentral- und Homogenfeldkurve und der direkten Verteilungskurve der Voltgeschwindigkeiten in beistehender Fig. 1 (Kurven 1—3) wiedergegeben.

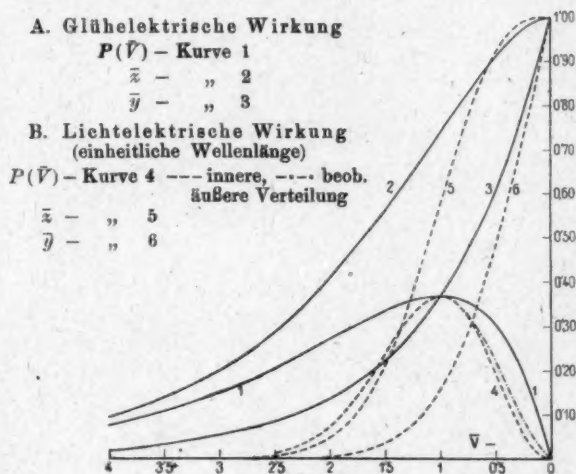


Fig. 1.

## B. Die lichtelektrische Wirkung.

### I. Erregung mit einheitlicher Wellenlänge.

1. *Geschwindigkeitsverteilung.* — Nach den Untersuchungen der Herren Richardson u. Compton<sup>1)</sup> und des Hrn. Ramsauer<sup>2)</sup> besteht bei der normalen lichtelektrischen Wirkung eine Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Elektronen von ähnlichem Charakter wie bei der glühelctrischen Wirkung. Die Verteilungskurve steigt mit von Null an wachsender Geschwindig-

1) O. W. Richardson u. K. T. Compton, *Phil. Mag.* **24**, S. 575. 1912.

2) C. Ramsauer, *Ann. d. Phys.* **45**, S. 1121. 1914 und *Heidelberger Akad. d. Wiss. A.* **20**. 1914.

keit vom Mengenwert Null bis zu einem Maximum und fällt dann, asymptotisch sich wieder dem Nullwert nähernd.

Der relative Verlauf der Verteilungskurven zeigt sich bei allen untersuchten Metallen innerhalb der Versuchsgenauigkeit unabhängig sowohl von der Schwingungszahl des erregenden Lichts als von der Natur des emittierenden Metalls<sup>1)</sup>; er ist danach allgemein als Charakteristikum für den normalen Photoeffekt zu betrachten. Hierdurch wird auch auf diesem Gebiet eine Unabhängigkeit von fremden Einflüssen angedeutet.

Wie in einer vorhergehenden Arbeit<sup>2)</sup> gezeigt worden ist, läßt sich diese Verteilung durch die Annahme beschreiben, daß die *Voltgeschwindigkeiten* der erregten Elektronen vor ihrem Austritt aus der Materialoberfläche nach dem Maxwell'schen Gesetze verteilt seien und daß beim Austritt eine Arbeit von der Größenordnung weniger Zehntel Volt gegen eine vorhandene Oberflächenkraft zu leisten sei.

a) Die Verteilung der inneren Voltgeschwindigkeiten entspricht danach dem Ausdruck

$$P(\bar{V}_i) d\bar{V}_i = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \bar{V}_i^2 \cdot e^{-\bar{V}_i^2} \cdot d\bar{V}_i,$$

wo  $\bar{V}_i = \frac{V_i}{V_{wi}}$  gesetzt ist.

b) Für die beobachtbare Verteilung der äußeren Voltgeschwindigkeiten gilt dementsprechend, wenn auch hier Ausstrahlung nach dem Cosinusetz angenommen wird,

$$P(\bar{V}_a) d\bar{V}_a = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\bar{V}_a + \bar{H}}{(1 + \bar{H})^2} \cdot \bar{V}_a \cdot \left\{ 1 + \frac{\bar{H}}{2} \right\} \cdot e^{-\left( \frac{\bar{V}_a + \bar{H}}{1 + \bar{H}} \right)^2 \frac{2 + \bar{H}}{2}} \cdot d\bar{V}_a.$$

c) Die Gleichung der experimentell festgestellten Zentralfeldkurve nimmt dann die Form an

$$\bar{z}_a = \frac{1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\bar{V}\sqrt{1+\bar{H}/2}}{1+\bar{H}} \cdot e^{-\left( \frac{\bar{V} + \bar{H}}{1 + \bar{H}} \right)^2 \frac{2 + \bar{H}}{2}} - \Phi \left\{ \frac{\bar{V} + \bar{H}}{1 + \bar{H}} \cdot \sqrt{1 + \bar{H}/2} \right\}}{1 - \Phi \left\{ \frac{\bar{H}}{1 + \bar{H}} \cdot \sqrt{1 + \bar{H}/2} \right\}},$$

1) Soweit dies Ergebnis aus den Beobachtungen der Herren Richardson u. Compton folgt, ist es aus diesen zuerst in einer vorhergehenden Untersuchung (A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 461. 1919) abgeleitet worden.

3) A. Becker, a. a. O. S. 454.



wo die Funktion  $\Phi$  das Gaußsche Fehlerintegral bezeichnet und die bei der relativen Spannungsdifferenz  $\bar{V}$  jeweils meßbare Elektronenmenge auf die maximal austretende Menge als Einheit bezogen ist.

d) Die Gleichung der zugehörigen Homogenfeldkurve ist schließlich

$$\bar{y}_a = \frac{1 - \Phi \left\{ (\bar{V} + \bar{H}) \cdot \frac{\sqrt{1 + \bar{H}/2}}{1 + \bar{H}} \right\}}{1 - \Phi \left\{ \frac{\bar{H} \cdot \sqrt{1 + \bar{H}/2}}{1 + \bar{H}} \right\}}$$

Eine graphische Darstellung der unter b—d gegebenen Ausdrücke, die für  $\bar{H} = 0,2$  mit der Beobachtung sehr nahe übereinstimmen, zeigen die Kurven 4—6 der Fig. 1.

Für eine weitere leichte Verwertung der hier dargestellten Zusammenhänge ist zu bemerken, daß insbesondere in den Fällen c) und d) auch die vereinfachende Annahme einer fehlenden Austrittsarbeit den Beobachtungen in guter Annäherung gerecht wird. Wie weit diese Annahme die unmittelbare Verteilungskurve der Voltgeschwindigkeiten beeinflussen würde, wird aus der Abweichung der die *innere* Verteilung [Fall a)] darstellenden gestrichelten Kurve 4 von der beobachteten strichpunktierten ersichtlich. Eine systematische Abweichung besteht nur im ersten Anstieg der Kurven, während für den gesamten weiteren Verlauf die Mittelwerte der von den Herren Richardson u. Compton und von Hrn. Ramsauer erhaltenen Ergebnisse, die wir im gegenwärtigen Zusammenhang als der Wirklichkeit am nächsten stehend auffassen, sich sehr nahe mit der inneren Verteilungskurve decken.<sup>1)</sup>

Der durch Fig. 1 ohne weiteres ermöglichte Vergleich des relativen Verlaufs der einander entsprechenden Kurven beider Effekte zeigt, daß die Geschwindigkeitsverteilung der lichtelektrisch von einheitlicher Wellenlänge und der thermisch ausgelösten Elektronen weitgehende Verschiedenheit besitzt, wenn auch der Charakter derselben qualitativ ein ähnlicher ist.

2. Absolutwert der Austrittsgeschwindigkeiten. — Da wir streng genommen annehmen, daß alle möglichen Geschwindigkeiten zwischen 0 und  $\infty$  zur Emission kommen, so handelt es sich hier

1) Vgl. A. Becker, a. a. O. Fig. 14.

nur um die Frage nach dem Absolutwert der *wahrscheinlichsten* Austrittsgeschwindigkeit.

Wie durch die Beobachtungen von Hrn. Ramsauer sichergestellt worden ist, ist die wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit bei allen untersuchten Metallen eine lineare Funktion der Schwingungszahl  $\nu$  des erregenden Lichts derart, wie dies durch den etwas modifizierten Einsteinschen Ansatz

$$V_{ws} = a_w \left\{ \frac{h}{e} \cdot \nu - \Pi \right\}$$

zum Ausdruck gebracht wird. Hierin bezeichnet  $\Pi$  übereinstimmend mit der bereits im Vorhergehenden ihm zugeschriebenen Bedeutung den von der eingestrahnten Lichtenergie entnommenen, zur Abtrennungs- bzw. Austrittsarbeit benötigten Energiebetrag, während der Faktor  $a_w$  der besonderen Forderung Rechnung trägt, daß sich der so festgelegte Wert von  $V$  auf die wahrscheinlichste Geschwindigkeit beziehen soll. Nach Hrn. Ramsauers Feststellung hat  $a_w$  den Wert 0,7, und dies folgt auch aus der Theorie des selektiven lichtelektrischen Effekts der Herren Debye u. Sommerfeld.<sup>1)</sup> Wie daselbst gezeigt wird, folgt daraus, daß der Einsteinsche Ansatz ohne diesen Faktor auf den „wahrscheinlichen“ Wert der Voltgeschwindigkeit oder Energie zutrifft, d. h. auf denjenigen Wert, der ebenso oft über- wie unterschritten wird, und der sich also durch Halbierung der von der Verteilungskurve und der Abszissenachse eingeschlossenen Fläche bestimmt.

$V_{ws}$  wird Null für

$$\frac{h}{e} \cdot \nu_0 = \Pi,$$

so daß auch

$$V_{ws} = a_w \frac{h}{e} (\nu - \nu_0)$$

wird, wo  $\nu_0$  die Grenzfrequenz bezeichnet, oberhalb deren keine lichtelektrische Wirksamkeit mehr nachweisbar ist.

Die Einführung der entsprechenden Grenzwellenlänge  $\lambda_0$  liefert den Ausdruck

$$V_{ws} = a_w \frac{h c_0}{e} \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0 \cdot \lambda} \quad \text{oder} \quad V_{ws}^{\text{Volt}} = a_w \cdot 12,375 \times 10^{-5} \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0 \cdot \lambda}$$

( $c_0$  = Lichtgeschwindigkeit,  $\lambda_0$  und  $\lambda$  in cm gemessen).

1) P. Debye u. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 41. S. 911. 1913.

3. *Abtrennungs- und Austrittsarbeit.* — Wenn die Lichtwirkung in der Abspaltung von Elektronen aus den Atomen der Materie besteht, so kommt dem aus der Grenzwellenlänge ermittelbaren Wert von  $\Pi$  die Bedeutung der vollständigen *Abtrennungsarbeit* zu, in der die Austrittsarbeit, die beim Überschreiten der Materialgrenze zu leisten ist, inbegriffen ist.

Aus der Verschiedenheit der beobachtbaren Grenzwellenlängen bei verschiedenen Substanzen ist zu entnehmen, daß offenbar jeder Atomsorte eine bestimmte Abtrennungsarbeit zugehört. Einer eindeutigen Zuordnung beider steht allerdings in manchen Fällen der Umstand entgegen, daß die Grenzwellenlänge sich für ein bestimmtes Metall nicht konstant, sondern abhängig erweist von der besonderen nicht immer scharf präzisierbaren physikalischen Beschaffenheit desselben, wobei es dann unbestimmt bleibt, wie weit ein Schluß auf die Abtrennungsarbeit zulässig ist.<sup>1)</sup>

Immerhin kann die letztere für eine Reihe von Metallen soweit als festgestellt gelten, daß zum mindesten ihre Größenordnung — einige Volt — als gesichert zu betrachten ist.

Legt man der Berechnung einige Feststellungen der Herren Richardson u. Compton zugrunde, so erhält man beispielsweise<sup>2)</sup>

für	Na	Sn	Cu	Pt
$\lambda_0$	5,83	3,62	3,00	$2,88 \cdot 10^{-6}$ cm
$\Pi$	2,12	3,42	4,13	4,30 Volt

Vergleicht man damit den erheblich geringeren Wert von  $\Pi$ , zu dem die Betrachtung der beobachtbaren Geschwindigkeitsverteilung geführt hat, so ist folgendes zu bemerken:

Wenn dieser Wert von  $\Pi$  die Bedeutung einer Austrittsarbeit, d. h. derjenigen Energiedifferenz haben sollte, um die sich die bereits befreiten inneren und die äußeren Elektronen voneinander unterscheiden, so wäre diese also als sehr geringfügig anzusprechen, während der eigentlichen Abtrennung eines Elektrons von seinem Mutteratom eine erheblich größere Arbeitsleistung zukäme. Diese müßte sich aber dann, entgegen der

1) Vgl. R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 15. S. 637. 1913.

2) Nach Einführung der Werte der Konstanten wird

$$\Pi = \frac{\text{Volt } 12,38 \times 10^{-8}}{\lambda_0 \text{ cm}} .$$

Deutung der Beobachtung, in all den (offenbar relativ zahlreichen) Fällen zu erkennen geben, in denen das Mutteratom unmittelbar an der Oberfläche liegt, so daß Austritts- und Abtrennungsarbeit identisch werden.

Die Diskrepanz wächst, wenn man die Erfahrungen vom Glüheffekt hinzunimmt. Dort liefert die Beobachtung für die aus dem Temperaturgang der emittierten Elektronenmenge ermittelbare Arbeitsgröße Werte, welche mit den im Vorstehenden als Abtrennungsarbeit angesprochenen nahe übereinstimmen und vielfach sogar etwas größer sind, während sie nach Hrn. Richardsons Theorie als reine *Austrittsarbeit* erscheinen.

Zur Beseitigung der Schwierigkeit dürfte es zunächst unentschieden bleiben können, ob es sich bei dem in den beiden Fällen nachgewiesenen hohen  $\Pi$ -Wert um eine Abtrennungs- oder Austrittsarbeit handelt und welche numerische Verschiedenheit zwischen diesen beiden besteht, wenn man sich zu der Auffassung bekennt, daß dem aus der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung gefolgerten niedrigen  $\Pi$ -Wert mit großer Wahrscheinlichkeit überhaupt nicht die Bedeutung einer gesichert festgestellten Austrittsarbeit zukommt. Wie die früheren Betrachtungen bereits erkennen ließen, hängt nämlich die Größe dieses  $\Pi$ -Wertes wesentlich von der Form der Verteilungsfunktion ab, welche für die inneren Geschwindigkeiten festgelegt wird. So würde man unter Zugrundelegung der Debye-Sommerfeldschen Verteilungskurve schon mit erheblich geringeren  $\Pi$ -Werten eine angenäherte Wiedergabe der Beobachtung erreichen<sup>1)</sup>, und im Falle des Glüheffekts hat sich gezeigt, daß die äußere Verteilung vom Einfluß der Austrittsarbeit vollständig frei ist. Würde tatsächlich die Form der wahren Verteilungskurve von  $\Pi$  merklich beeinflußt, so würde auch andererseits der in der Erfahrung erfolgreiche Versuch, die bei erheblich verschiedenen erregenden Wellenlängen beobachtbaren Kurven zu einer gemeinsamen Grundkurve zu vereinen, notwendig zu deutlichen Unstimmigkeiten führen müssen.

Wenn wir aus diesen und später aus der weiteren Betrachtung des Elektronenaustritts hinzukommenden Gründen (vgl. insbesondere B, II, 3) uns auf den Standpunkt stellen, daß *aus der gesamten bisherigen lichtelektrischen Untersuchung der Geschwindig-*

1) A. Becker, a. a. O. S. 460.

keitsverteilung der austretenden Elektronen ein sicherer Schluß auf die Abtrennungs- oder Austrittsarbeit überhaupt nicht gezogen werden kann<sup>1)</sup>, so geben wir damit gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit zu, daß wir in der Annahme Maxwellscher Verteilung der inneren Voltgeschwindigkeiten zwar eine zur Darstellung der Erfahrung in erster Näherung geeignete, aber offenbar noch nicht die wahre Verteilungsfunktion gefunden haben. Es ist auch in der Tat trotz der mathematischen Einfachheit der Formulierung bis jetzt nicht ersichtlich, welcher einfache Mechanismus ihr entsprechen könnte. (Vgl. hierzu auch C.)

4. Menge der emittierten Elektronen. — Wie zuerst Hr. Lenard<sup>2)</sup> nachgewiesen und eine Reihe späterer Beobachtungen in weitesten Grenzen bestätigt hat, ist die Anzahl der in der Zeiteinheit emittierten Elektronen in allen Fällen der wirksamen Lichtintensität proportional.

Die Abhängigkeit von der Schwingungszahl bzw. Wellenlänge des Lichts besteht bei allen untersuchten Metallen, auf die sich die gegenwärtige Betrachtung beschränken kann, in einem bei der Grenzwellenlänge beginnenden, mit abnehmender Wellenlänge erst langsam und dann beschleunigt wachsenden Anstieg der lichtelektrischen Wirkung. Wie weit dieser Anstieg noch im Gebiet kürzester Wellenlängen erhalten bleibt, kommt für unseren jetzigen Zweck nicht in Betracht.

Nach den Messungen von Hrn. Werner<sup>3)</sup> erweist sich dieser, an dünnsten Schichten beobachtete Gang mit der Wellenlänge, jeweils bezogen auf die gleiche absorbierte Lichtenergie, für verschiedene Metalle in Annäherung als gleiche Funktion der Wellenlänge.<sup>4)</sup> Dieselbe kann, wie sich empirisch ergibt, in der Form

1) Daß insbesondere auch der von Hrn. Ramsauer aus seiner Untersuchung der Abhängigkeit der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung von der Emissionsrichtung gezogene Schluß auf kleine Austrittsarbeit nicht beweisend ist, wurde bereits an früherer Stelle (A. Becker, a. a. O. S. 430) gezeigt.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8, S. 154. 1902.

3) S. Werner, Uppsala Univ. Årsskrift 1913/14.

4) Die verschiedenen optischen Eigenschaften der einzelnen Metalle und etwaige verschiedene Elektronenabsorptionen in den tieferen Schichten scheinen danach den Gang nicht erkennbar zu beeinflussen. Daß sich diese Faktoren ebensowenig bei der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bemerkbar machen, geht aus der Möglichkeit hervor, die verschiedenen Verteilungskurven in einer gemeinsamen Grundkurve zu vereinigen.

$$n = \text{const.} \times \left\{ 1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right\}^2$$

dargestellt werden, wenn  $n$  die pro Einheit absorbierter Lichtenergie emittierte Elektronenzahl und  $\lambda_0$  die Grenzwellenlänge ist.

In Tab. 1 gibt die 2. Kolonne die Beobachtungen von Hrn. Werner für Platin, während die 3. Kolonne den entsprechenden berechneten Gang wiedergibt.

Tabelle 1.

Platin.  $\lambda_0 = 2,88 \cdot 10^{-5}$  cm.

$\lambda$ cm	$n$ beobachtet	$n$ berechnet
$2,8 \cdot 10^{-5}$	0,026	0,046
2,65	0,30	0,33
2,54	0,72	0,72
2,48	1,00	1,00
2,38	1,54	1,55
2,30	2,11	2,07
2,19	2,91	2,98
2,15	3,20	3,31

Was den *Absolutwert* der emittierten Menge betrifft, so kann dieser, wie bereits erwähnt, sehr wesentlich von sekundären Einflüssen mitbestimmt werden. In dickeren Schichten wird die Behinderung des Elektronenaustritts eine besonders verminderte lichtelektrische Wirkung verursachen, die, wie bekannt, durch möglichst streifende Inzidenz des Lichtes gesteigert werden kann. Aber auch in Fällen, in denen die lichtelektrische Elektronenabtrennung sich an dünnsten Schichten abspielt, findet man nur einen sehr geringen Bruchteil der absorbierten Lichtenergie (der verbrauchten Lichtquanten) für lichtelektrische Wirkung ausgenützt. Nur im Falle der Phosphore, wo es sich um selektive Wirkung handelt, konnte bisher von Hrn. Lenard<sup>1)</sup> für je ein Lichtquant die Emission eines Elektrons festgestellt werden.

## II. Erregung mit weißem Licht.

1. *Gesamtmenge der emittierten Elektronen.* — Als erregende Strahlung möge diejenige des schwarzen Körpers der absoluten

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. d. Wiss. A. 13. 1914. Neuerdings (5. Tätigkeitsbericht des Radiol. Instit. Heidelb., Elektrot. Zeitschr. 40. S. 103. 1919) glaubt Hr. Lenard dieselbe volle Ausnutzung der Lichtenergie auch bei der Leitfähigkeitserregung in Gasen annehmen zu können.



Temperatur  $\Theta$  gegeben sein. Dann ist die in der Zeiteinheit emittierte Elektronenmenge  $n$  einerseits proportional der in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit aufgenommenen Strahlungsenergie, andererseits proportional derjenigen Elektronenzahl, welche von den einzelnen engbegrenzten Wellengebieten pro Energieeinheit ausgelöst wird. Ist die Absorption des erregten Metalls in dem für die Erregung praktisch in Betracht kommenden Wellengebiet, wie der Einfachheit halber vorausgesetzt sei, nicht wesentlich selektiv<sup>1)</sup>, so wird also, wenn das Plancksche Gesetz, was streng zulässig ist, in der vereinfachten Wienschen Form eingeführt wird,

$$n = \text{const.} \int_0^{\lambda_0} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^3 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_0}{\lambda \Theta}} d\lambda.$$

Die Integration liefert

$$n = \text{const.} \times \frac{\Theta}{c_2} \left\{ 6 \frac{\Theta^3}{c_2^3} + 2 \frac{\Theta^2}{c_2^2} \frac{1}{\lambda_0} \right\} \cdot e^{-\frac{c_0}{\lambda_0 \Theta}}.$$

Man erkennt, daß dieser mit dem von Hrn. Wilson<sup>2)</sup> gegebenen verwandte Ausdruck<sup>3)</sup> formale Ähnlichkeit hat mit der bekannten Richardsonschen Gleichung für den Glüh-effekt durch das Auftreten der Exponentialfunktion mit der absoluten Temperatur im Nenner des Exponenten. Es handelt sich in diesem Falle indes nicht nur um eine formale, sondern um eine volle inhaltliche Übereinstimmung. Setzt man nämlich<sup>4)</sup> für  $c_2 = c_0 h/k$ , wo  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit und  $k$ , in Volt ausgedrückt, mit  $V_{wt}$ <sup>1</sup> identisch ist, so folgt

$$\frac{c_2}{\lambda_0 \Theta} = \frac{h \nu_0}{k \Theta} = \frac{II}{V_{wt} \Theta} \quad (\text{vgl. A 3 e und B I 2}).$$

Die Größe  $II$  wird hier durch die Grenzwellenlänge,  $\lambda_0$  eingeführt, während sie von der Richardsonschen Theorie direkt

1) Diese Voraussetzung trifft beispielsweise nach den Untersuchungen der Herren E. Hagen und H. Rubens (Ann. d. Phys. 8. S. 447. 1902) mit großer Annäherung auf Platin zu.

2) W. Wilson, Ann. d. Phys. 42. S. 1159. 1913.

3) Derselbe würde ohne Einführung der spektralen Empfindlichkeit die einfachere Gestalt

$$n = \text{const.} \times \frac{\Theta}{c_2} \frac{1}{\lambda_0^3} \cdot e^{-\frac{c_0}{\lambda_0 \Theta}}$$

annehmen.

4) M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung. 1906. S. 157.

gefordert wird. In dieser hat sie aber die Bedeutung einer Austrittsarbeit, im Obigen dagegen diejenige einer Abtrennungsarbeit.

Da die Erfahrung in beiden Fällen für  $\mathcal{N}$  innerhalb der Versuchsgenauigkeit nahe übereinstimmende Werte anzuzeigen scheint, und da der Wert von  $n$  durchweg weit überwiegend durch die Exponentialfunktion bestimmt wird, so ist der hier gefundene Gang von  $n$  mit  $\Theta$  jedenfalls mit guter Annäherung dem von der Richardsonschen Gleichung geforderten gleichlaufend.<sup>1)</sup>

Es ergibt sich also, daß der Zusammenhang zwischen der von einem glühenden Metall thermisch ausgelösten Elektronenmenge und dessen Temperatur angenähert derselbe ist wie derjenige zwischen der aus einem Metall lichtelektrisch ausgelösten Elektronenmenge und der Temperatur des belichtenden Körpers.

Dies Ergebnis findet sich ebenso wie für den schwarzen Körper für jede erregende Lichtquelle ohne ausgesprochene selektive Eigenschaften im wirksamen Wellengebiet.

2. *Geschwindigkeitsverteilung.* — Für den Fall wieder nahe konstanten Absorptionsvermögens sowohl des Strahlers als des lichtelektrisch erregten Körpers findet sich nach Obigem für die Verteilung der äußeren Voltgeschwindigkeiten in erster Näherung

$$P(V_a) dV_a = \text{const.} \times \int_0^{\lambda_0} \frac{\lambda_0}{\lambda^2 \cdot (\lambda_0 - \lambda)} \cdot e^{-\frac{c_0}{\lambda \Theta}} \cdot V_a^2 \cdot e^{-V_a^2 \left\{ \frac{\lambda_0 \lambda}{a \cdot (\lambda_0 - \lambda)} \right\}^2} \cdot d\lambda \cdot dV_a,$$

worin der konstante Faktor  $a$  die Bedeutung des früheren  $a_w \cdot 12,375 \cdot 10^{-8}$  hat.

Die Näherung besteht darin, daß wir zunächst die durch den strichpunktierten Ast der Kurve 4 (Fig. 1) angezeigte Abweichung der äußeren Verteilung von dem hierfür eingeführten theoretischen Ausdruck unberücksichtigt lassen, indem wir annehmen, daß die Verteilung der inneren und äußeren Voltgeschwindigkeiten formal durch die gleiche, mit der Beobachtung im übrigen ausreichend übereinstimmende Funktion dargestellt werden könne.

Da die Form des Integrals eine allgemeine geschlossene Lösung erschwert<sup>2)</sup>, wählen wir im Gegenwärtigen zur Veran-

1) Die vorhandenen Unsicherheiten in der Beobachtung lassen vom empirischen Standpunkt einen erheblichen Spielraum in der Wahl des Temperaturfaktors der Exponentialfunktion.

2) Was bedauerlicherweise auch eine Erschwerung des allgemeinen Überblicks zur Folge hat.

schaulichung seiner Aussagen den Weg spezieller numerischer Auswertung. Als emittierenden Körper wählen wir *Platin* mit Rücksicht darauf, daß sein optisches Absorptionsvermögen im ganzen für die lichtelektrische Wirkung in Betracht kommenden Wellenbereich sehr nahe konstant ist<sup>1)</sup> und daß es die einzige Substanz ist, an der sowohl die lichtelektrische als die thermische Elektronenauslösung in weitem Umfang experimentell untersucht worden ist.

Das Ergebnis der Berechnung des Relativverlaufs von  $P(V_a)$  — also des Verlaufs von  $P(\bar{V}_a)$  — mit Benutzung der Werte  $c_2 = 1,4594$  abs. und  $\lambda_0 = 2,88 \cdot 10^{-5}$  cm (vgl. B I, 3) wird für  $\Theta = 2000^\circ$  durch die mit  $\times$  bezeichneten Punkte der Fig. 2 wiedergegeben, während die ausgezogene Kurve die beim Glüheffekt vorhandene  $P(\bar{V}_a)$ -Verteilung (Reproduktion der Kurve 1 der Fig. 1) anzeigt.

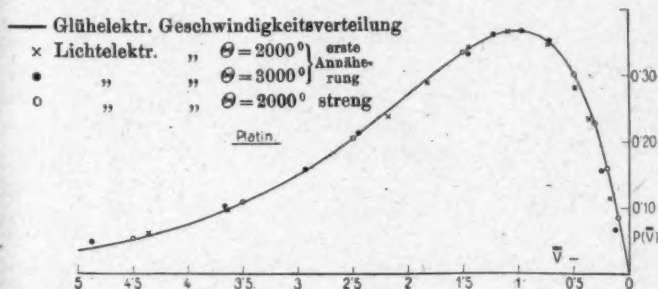


Fig. 2.

Ob für die in der Rechnung eingehende Konstante  $a_0$  der Wert 1 oder 0,7 gesetzt wird, ist für den Kurvenverlauf bedeutungslos. Der Verlauf erscheint überdies, soweit geprüft, von der Temperatur der erregenden Lichtquelle unabhängig, wie beispielsweise die Hinzunahme der für  $\Theta = 3000^\circ$  berechneten Werte (mit  $\bullet$  bezeichnet) zeigt.

Der Vergleich mit der ausgezogenen Kurve läßt Übereinstimmung erkennen bis auf eine geringe systematische Abweichung beim ersten Anstieg. Um diese zu bewerten, ist zu beachten, daß das mitgeteilte Rechenverfahren, wie oben hervorgehoben, sich nicht streng auf die beobachtete lichtelektrische Verteilungskurve

1) Vgl. die entsprechende Anmerkung unter B II, 1.

stützte, sondern einen Kurvenverlauf zugrunde legte, der gerade beim ersten Anstieg im Sinne zu niedriger Ordinatenwerte vom beobachteten abweicht, was notwendig im Endergebnis in gleichem Sinne sich bemerkbar machen muß. Führt man die Integration mit Rücksicht hierauf (auf graphischem Wege oder mit Benutzung des theoretischen Ausdrucks B I, 1b) mit größerer Strenge durch, so *verschwindet tatsächlich die anfängliche Abweichung* vollständig, und die zunächst nur angenäherte Übereinstimmung der verschiedenen Fälle wird über das ganze Bereich aller Voltgeschwindigkeiten innerhalb der Genauigkeit des Integrationsverfahrens eine vollkommene.

Wir gelangen also zu dem überraschenden Ergebnis, daß die *relative Verteilung der Voltgeschwindigkeiten der aus Platin lichtelektrisch durch Bestrahlung mit weißem Licht ausgelösten Elektronen identisch ist mit derjenigen der thermisch ausgelösten Elektronen.*

Fragen wir zunächst, wie weit dieses Ergebnis an die spezielle Wahl des Platins gebunden oder wie weit es von allgemeinerer Bedeutung sein könnte, so ist hervorzuheben, daß die Natur des erregten Körpers nur insofern eine Rolle spielt, als durch sie der Gang des Absorptionsvermögens mit der Wellenlänge bestimmt wird.<sup>1)</sup> Da praktisch bei den verfügbaren Temperaturen der erregenden Lichtquellen immer nur ein enges wirksames Spektralgebiet<sup>2)</sup> in Betracht kommt, so würde ein individuelles Verhalten nur in dem seltenen Falle zu erwarten sein, daß die bestrahlte Substanz gerade in diesem Gebiet ausgesprochene selektive optische Eigenschaften besitzt. Die für Platin gewonnene Kenntnis wird daher jedenfalls auf eine Reihe anderer Metalle ohne weiteres ausgedehnt werden dürfen. Wichtig wird in diesem Zusammenhang die künftige Untersuchung derjenigen Fälle sein, in denen ein selektiver lichtelektrischer Effekt auftritt.

Daß die Kombination des Strahlungsgesetzes mit den theoretisch noch ungeklärten Verteilungsfunktionen der lichtelektrischen Empfindlichkeit und Austrittsgeschwindigkeit zu einer so einfachen, insbesondere von der Temperatur unabhängigen relativen Gesamtverteilung führt, deutet jedenfalls einen inneren Zusammenhang der einzelnen Faktoren an, und es ist auch von

1) Vgl. die entsprechende Anmerkung unter II, 1.

2) Für Platin vom Schwellenwert  $2,88 \cdot 10^{-8}$  bis etwa  $2,0 \cdot 10^{-8}$  cm bei  $2000^\circ$  abs., bis etwa  $1,5 \cdot 10^{-8}$  cm bei  $3000^\circ$  abs. reichend.

diesem Standpunkt aus zu vermuten, daß die *wahre*, diesem Zusammenhang entsprechende *Form* des Integranden offenbar einfacher Art sein müsse als die bis jetzt auf rein empirischer Grundlage gewonnene. Im Gegenwärtigen wird zunächst zu versuchen sein, auf Grund der tatsächlichen Feststellungen zu einem Verständnis des die ermittelten Integralwirkungen bedingenden Mechanismus vorzuschreiten und die besondere Form der Einzelfaktoren vielleicht eher als notwendige Folge denn als Ursache des Gesamtvorgangs aufzufassen.

3. *Absolutwert der wahrscheinlichsten Austrittsgeschwindigkeit.* — Während der relative Gang der Verteilungskurve, wie oben bemerkt, durch den besonderen Wert von  $a_w$  nicht merklich beeinflusst wird, ist der Absolutwert der Austrittsgeschwindigkeiten naturgemäß von ihm abhängig. Die für Platin durchgeführte Berechnung liefert die in Tab. 2 mitgeteilten Ergebnisse (Kolonne 2 und 3).

Tabelle 2.

$V_{wa}$		Platin	
$\Theta$ abs.	$V_{wa}$ Volt		$V_{wi}$ Volt gastheoretisch
	mit $a_w = 1$	mit $a_w = 0,7$	
2000°	0,275	0,17	0,172
3000°	0,41	0,26	0,258

Zum Vergleich gibt die 4. Kolonne die wahrscheinlichsten Voltgeschwindigkeiten, welche freien Elektronen nach der kinetischen Gastheorie bei den betreffenden Temperaturen zukommen, und wie sie beim Glüheffekt direkt beobachtbar sind. Man erkennt, daß  $V_{wa}$  der absoluten Temperatur proportional ist<sup>1)</sup> und für  $a_w = 0,7$ , dem bereits früher geforderten Wert, mit dem gastheoretischen Wert völlig übereinstimmt. Da sich der letztere nur im Metallinnern herstellen kann, so ist zu schließen, daß bei der lichtelektrischen Wirkung eine Austrittsarbeit, deren Einflußlosigkeit früher bereits (B I, 3) in anderer Hinsicht wahrscheinlich geworden war, auch den Absolutwert der Elektronengeschwindigkeiten nicht beeinflussen kann, wie dies auch für die glüh-elektrische Wirkung nachgewiesen worden ist.

1) Dieses Anwachsen von  $V_{wa}$  mit der Temperatur der erregenden Lichtquelle erscheint beim lichtelektrischen Effekt als Folge der Verschlebung der Strahlungsenergie nach kürzeren wirksamen Wellenlängen hin.

Das vorstehende Ergebnis besagt, daß der Absolutwert der wahrscheinlichsten und damit aller Austrittsgeschwindigkeiten der aus Platin bei Bestrahlung mit weißem Licht bestimmter Temperatur lichtelektrisch ausgelösten Elektronen identisch ist mit demjenigen der bei derselben Temperatur thermisch ausgelösten Elektronen.

Nach dem unter 2. Bemerkten wird diese Aussage auf eine Reihe anderer Metalle ohne weiteres übertragen werden können und damit in gewissem Umfang allgemeine Gültigkeit erlangen.<sup>1)</sup> Bei der Bedeutung dieses Ergebnisses für das Verständnis der beiden untersuchten Auslösungsvorgänge bleibt nur zu bedauern, daß sich die Aussagen vorerst noch nicht allgemein analytisch begründen lassen.

### C. Folgerungen.

Die vorstehenden Entwicklungen deuten einen so weitgehenden Parallelismus zwischen lichtelektrischer und glühelektrischer Wirkung an, daß man sich kaum der Auffassung wird verschließen können, daß beide Wirkungen im wesentlichen als Äußerungen ein und desselben Mechanismus zu bezeichnen sein dürften. Diese Auffassung kann sich naturgemäß nicht in der Erkenntnis erschöpfen, daß beiden Erscheinungen der gemeinsame Vorgang der Transformation einer bestimmten Energieform in potentielle und kinetische Energie ausgelöster Elektronen zugrunde liegt. Sie muß sich vielmehr, um zu einer Deutung der Einzelerscheinungen zu gelangen, auf die Frage nach der besonderen Form der unmittelbar erregenden Energie und nach dem Mechanismus der Umsetzung dieser Energie erstrecken.

Vom gegenwärtigen Standpunkt unsrer Kenntnis bieten sich hier in erster Linie die beiden einfachsten Möglichkeiten, daß man versucht, die thermischen Vorgänge lichtelektrisch oder die lichtelektrischen Vorgänge thermisch zu erklären.

1. *Lichtelektrische Theorie des Glüheffekts.* — Unsre gesamten Feststellungen im Vorhergehenden sind mit der Vorstellung vereinbar, daß die Elektronenemission eines glühenden Metalls die Folge lichtelektrischer Wirkung des Metalls auf sich selbst sei. Hierbei entsteht aber eine Reihe von Schwierigkeiten:

1) Daß dies Ergebnis insbesondere auch nicht merklich von  $\lambda_0$  beeinflusst ist, erhöht seine Bedeutung im Hinblick darauf, daß die genaue Ermittlung der Grenzwellenlänge mit gewissen Unsicherheiten verbunden ist.



Die einleuchtende Ansicht vom Auftreten gastheoretischer Geschwindigkeiten freier Elektronen wäre ohne Hinzunahme wenig wahrscheinlicher Hilfsannahmen nicht haltbar. Da die lichtelektrische Wirkung notwendig an schwingungsfähigen, also gebundenen Elektronen angreifen muß, wären die Verteilung und Absolutwerte der Austrittsgeschwindigkeiten der beim Glüheffekt als ursprünglich frei angesehenen ausgelösten Elektronen auf einen noch unverständenen Zwischenmechanismus zurückzuführen. Sie würden andererseits bei vielen Substanzen je nach ihren optischen Eigenschaften ganz individuell sein müssen.

2. *Glühelektrische Theorie des Photoeffekts.* — Der Inhalt dieser theoretischen Auffassung bestände darin, daß die Lichtwirkung in der Herstellung eines gewissen molekular-lokalen Temperaturzustandes<sup>1)</sup> der vorhandenen Absorptionsstellen (Resonatoren) und entsprechender Einstellung der gastheoretischen Geschwindigkeiten der freien Elektronen dieser Gebiete gesehen würde.<sup>2)</sup> Die Temperatur- bzw. Energiezustände der Stellen der konzentrierten Lichtwirkung müßten dabei identisch werden mit denjenigen der Stellen der Emission des Lichts, was man allerdings noch versuchen müßte, thermodynamisch zu begründen.

Da für die Herstellung der betreffenden Temperaturzustände offenbar nur derjenige Anteil des ganzen Strahlungskomplexes des schwarzen Körpers in Betracht kommt, der nach längeren Wellen durch die Grenzwellenlänge begrenzt ist, dessen Energiequanten also zum mindesten den Betrag einer gewissen Energiegröße (Abtrennungsarbeit) erreichen, so wären diese Zustände nicht unmittelbar an denjenigen Stellen anzunehmen, an denen die Lichtabsorption erfolgt, sondern an denjenigen der durch einen Auslösungs-Zwischenmechanismus beeinflussten Umgebung, von welcher die entweichenden Elektronen entnommen werden.

Wenn sich die glühelektrische Theorie in dieser Hinsicht ebenfalls auf einen an sich noch nicht näher geklärten Vorgang be ruft, so dürfte ein Vorzug gegenüber der lichtelektrischen Theorie

1) Vgl. den entsprechenden Fall bei Phosphoren; P. Lenard, *Heidelb. Akad. d. Wiss. A.* 11. 1918, wo auch frühere Stellen angemerkt sind.

2) Die energieraufnehmenden Elektronen erscheinen hier nicht identisch mit den ausgelösten, was der von Hrn. Lenard an Phosphoren gewonnenen Auffassung entspricht. Siehe QuantitatIVES über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, Heidelberg 1918. S. 188.

nicht nur darin liegen, daß sie den erkannten Parallelismus der beiden Erscheinungsgebiete, insbesondere die Identität der resultierenden Geschwindigkeitsverteilung, in einfacher Weise verständlich macht, sondern daß bei ihr der Haupteinwand gegen die lichtelektrische Theorie des Glüheffekts, daß sie den ersichtlichen *Unterschied in der Größenordnung der Wirkung* bei beiden Vorgängen nicht zu deuten vermöge, wegfällt.

Die Annahme ursprünglich freier Elektronen bringt allerdings eine Schwierigkeit beim Versuch der Deutung derjenigen lichtelektrischen Wirkungen, die sich an isolierenden Körpern, insbesondere an Gasen abspielen. Sie besteht hier indes nur darin, daß die entweichenden Elektronen keine freien sein können<sup>1)</sup>, während die Auffassung des rein thermischen Effekts erhalten bleiben könnte.<sup>2)</sup> Es mag in dieser Hinsicht zulässig sein, daß die Geschwindigkeitsverteilung beim Austritt hier vielleicht eine andre ist. Wir sehen in der Tat den Hauptvorteil der Annahme *freier* Elektronen darin, daß durch sie die beobachtete Geschwindigkeitsverteilung am einfachsten eine Erklärung findet. Andernfalls wäre zu fordern, daß die aus den Atomen, sei es durch direkte lichtelektrische Wirkung, sei es durch eine Folgeerscheinung derselben, wie sie die obigen Betrachtungen verlangen, ausgelösten Elektronen sofort mit derjenigen gastheoretischen lebendigen Kraft austreten, die nach der glühelektrischen Theorie durch den Zustand der Zentren der endgültigen Emission bestimmt ist.<sup>3)</sup>

Vom Standpunkt der glühelektrischen Auffassung würde auch die nach gegenwärtiger Kenntnis<sup>4)</sup> anzunehmende Unabhängigkeit der Menge und Austrittsgeschwindigkeit der lichtelektrischen Elektronen von der *Lichtrichtung* ohne weiteres verständlich sein.

**3. Abtrennungs- und Austrittsarbeit.** — Es entsteht hier die Frage, wie weit die experimentelle Feststellung der Größe des

1) Es ist dies ebenso eine Schwierigkeit der gewöhnlichen Richardson'schen Theorie des Glüheffekts.

2) Vgl. beispielsweise über die Vorgänge in Flammen P. Lenard, *Ann. d. Phys.* **40**, S. 393. 1913; **41**, S. 86. 1913; A. Becker, *Flammenleitung*, Handbuch der Elektrizität u. des Magnetismus, herausgeg. von L. Graetz (eingereicht 17. März 1919); über thermische Elektronenauslösung in Gasen, O. Devik, *Heidelb. Akad. d. Wiss. A.* **24**, 1914.

3) Vgl. eine entsprechende Vorstellung bei P. Lenard, *Heidelb. Akad. d. Wiss. A.* **11**, 1918, Anm. 407.

4) Vgl. W. Hallwachs, *Die Lichtelektrizität*. S. 372.

durch die Verschiedenheit der potentiellen Energie des „inneren“ und des „äußeren“ Elektrons erforderlichen Anteils an aufgenommenener Energie eine Entscheidung über die Beteiligung freier oder gebundener Elektronen treffen könnte. Da im ersteren Fall nur die Arbeit für den Austritt aus der neutralen Materialoberfläche in Betracht käme, von der die zur Abtrennung des Elektrons aus seinem Mutteratom erforderliche Arbeit des zweiten Falls verschieden sein könnte, so wäre eine Entscheidungsmöglichkeit immerhin denkbar. Abgesehen davon aber, daß eine solche Verschiedenheit zwischen Abtrennungs- und Austrittsarbeit aus mehreren hier nicht näher zu betrachtenden Gründen<sup>1)</sup> nicht unbedingt notwendig erscheint, ist unsre frühere Feststellung zu beachten, nach der die bisherige Erfahrung beim Glüheffekt sowohl wie sehr wahrscheinlich — und nach Kenntnis der vorhandenen Verwandtschaft ebenso sicher — auch beim lichtelektrischen Effekt zwischen den beiden Arbeitsbegriffen in keiner Weise zu entscheiden vermag.

4. *Thermische Beeinflussung der lichtelektrischen Wirkung.* —

Würde es sich bei der lichtelektrischen Wirkung um einen vollständig im Atominnern ablaufenden Vorgang handeln, so wäre eine Temperaturabhängigkeit nicht zu erwarten. Würde sie aber thermisch deutbar sein, so wäre eine Beeinflussung auch dann nicht zu erwarten, wenn man die Einstellung eines lediglich durch die erregende Strahlung bestimmten Temperaturgleichgewichts zwischen den Zentren der Licht- und der Kathodenstrahlung annehmen würde. Wollte man dagegen eine Überlagerung der äußeren und der durch den Gesamttemperaturzustand des erregten Körpers bedingten Erregung zulassen, so könnte man die Wirkung der letzteren in Annäherung wohl als eine Veränderung der Austrittsarbeit der Elektronen um die wahrscheinlichste, dem mittleren Temperaturzustand des Körpers entsprechende gastheoretische Energie ansehen. Hierdurch wäre vorwiegend merkbar die *Menge* der emittierten Elektronen nach Maßgabe des Faktors  $e^{\bar{U}}$ , wo  $\bar{U}$  diese wahrscheinlichste Energie relativ zu derjenigen der von außen erregten ist, verändert, was sich schon bei relativ geringen Temperaturänderungen um so eher experimentell erkennen ließe, je niedriger die Temperatur oder je länger die Welle des erregenden Lichts wäre.

1) Vgl. beispielsweise P. Debye, Ann. d. Phys. 33, S. 441. 1910.

Eine Deutung des bisherigen durchweg negativen Ausfalls zahlreicher entsprechender Beobachtungen<sup>1)</sup> in bestimmter Richtung würde allerdings gegenwärtig bei der Zahl der noch offenen Möglichkeiten kaum als zuverlässig bezeichnet werden können.

Wir sehen aus diesem Grunde auch die Bedeutung der vorliegenden Mitteilung weniger darin, daß sie zwar versucht, die beiden in Betracht gezogenen Erscheinungsgebiete durch eine bestimmte theoretische Vorstellung zu verbinden, als darin, daß sie dazu anregt, die Zahl der Deutungsmöglichkeiten durch die unmittelbare Erfahrung zu verringern und damit die theoretische Einsicht zu erleichtern.

Wenn es berechtigt ist, für die beobachtbare Endwirkung der Elektronenauslösung aus der Materie wie im Vorstehenden nicht etwa die besondere Form der erregenden Energie sondern einen bestimmten Atommechanismus als maßgebend aufzufassen, so wird man erwarten dürfen, dessen Kenntnis durch die Heranziehung der bekannten sonstigen Formen der erregenden Energie zu vertiefen.

Heidelberg, Radiolog. Institut u. Theoret.-Physik. Apparat.

---

1) Erste Untersuchungen des Temperatureinflusses hat A. Lienhop, *Ann. d. Phys.* **21**, S. 281. 1906 ausgeführt; eine Übersicht über die weitere hierhergehörige Literatur siehe bei W. Hallwachs, *Die Lichtelektrizität. Handbuch der Radiologie*. Herausgegeben von E. Marx, Leipzig 1916.

(Eingegangen 25. April 1919.)

### 3. *Zur Akustik des Knalles*<sup>1)</sup>; von *Otto Abraham*.

(Aus dem Psychologischen Institut der Universität Berlin.)

Vor 20 Jahren begann ich meine Arbeiten im Berliner Psychologischen Institut mit einer Untersuchung über die Wahrnehmung kürzester Töne und Geräusche.<sup>2)</sup> Gemeinsam mit Ludwig J. Brühl fand ich, daß für das ganze musikalische Tongebiet zwei Schwingungen zu einer Tonwahrnehmung genügen. Diese Versuche sind verschiedentlich, besonders von physikalischer Seite nachgeprüft und bestätigt worden. Weniger beachtet wurden Nebenfunde unserer damaligen Untersuchungen, die sich auf die *Eigentümlichkeiten* der kürzesten Töne und Geräusche bezogen.

Wir hatten gefunden, daß von einem bestimmten Dauerminimum an *jeder kurze Ton von einem tiefen, knallartigen Nebengeräusch begleitet* ist, das mit zunehmender Kürze immer deutlicher wird und schließlich eine Oktaventäuschung des Tonurteils bewirkt. Beim Anblasen eines einzigen Sirenenloches hörte man einen Knall von unbestimmbarer Tonhöhe.

**Versuch, den Knall als Reflexionsgeräusch zu erklären.**

Wir hatten damals angenommen, daß sowohl der Knall des einzelnen Sirenenlochs wie das knallartige Nebengeräusch der kürzesten Töne in der Hauptsache von Reflexionswellen herrühre. Die Höhe des Gesamtknalls wäre somit abhängig

1) Die vorliegende Abhandlung ist ein Beitrag zu der *Festschrift*, die Carl Stumpf zum 70. Geburtstag von einigen seiner Schüler als Ausdruck ihrer Verehrung und Dankbarkeit überreicht worden ist. Alle Versuche, das Sammelwerk als solches erscheinen zu lassen, sind leider an der Ungunst der Verhältnisse im Buchhandel gescheitert und so haben wir uns auf den eigenen Wunsch des Jubilars, der auch hier wieder die Sache vor die Person stellte, endlich entschließen müssen, die Arbeiten einzeln in Zeitschriften zu veröffentlichen.

2) Zeitschr. f. Psychol. u. Physiol. d. Sinnesorgane 18.

gewesen von der Wellenlänge des Sirenentons und von dem Abstand der Reflexionspunkte im Beobachtungsraum.

Im Verlauf verschiedener Untersuchungen an Sirenentönen glaubte ich die Richtigkeit unserer damaligen Erklärung anzweifeln zu müssen und beschloß, die Natur des Sirenenknalls genauer zu untersuchen. Zunächst wurde nochmals die Tatsache festgestellt, daß ganz kurze Töne im mittleren und höheren Tongebiet, schon von 10 Schwingungen an, sich in bezug auf die Klangfarbe von länger dauernden Tönen ganz wesentlich unterscheiden; sie klingen nicht annähernd so spitz und tönend, sondern mehr wie schwach tonal gefärbte, trockne, kurze Schläge. Bei genauerem Hinhören bemerkt man, daß der kurze Ton aus zwei voneinander anscheinend trennbaren Komponenten besteht, erstens einem Ton, dessen Höhe aus dem Löcherabstand und der Scheibengeschwindigkeit auszurechnen ist, dem „Frequenzton“, und zweitens aus einem knallartigen Nebengeräusch, das mindestens eine Oktave tiefer als der Frequenzton zu liegen scheint.

Wenn dieses Nebengeräusch durch Reflexionswellen von den Wänden entsteht, dann muß seine Höhe abhängig sein von der Entfernung der Wände. Ein richtiger *Reflexionston* würde entstehen, wenn außer dem Ohr nur ein einziger Reflexionspunkt im Raum existierte; dann würde nämlich der kurze Ton zwischen diesen beiden Punkten hin und her geworfen werden, und so könnte eine neue Wellenlänge, nämlich der doppelte Abstand der Reflexionspunkte entstehen. Da aber nicht zwei, sondern viele Reflexionspunkte im Raum vorhanden sind, kann durch sie nur ein *Reflexionsgeräusch*, kein Ton entstehen. Immerhin haben auch Geräusche ihre Tonregion, die in diesem Fall von den Entfernungen der Wände abhängig sein mußte.

Selbst wenn das Reflexionsgeräusch von *allen* Wänden und Wandpunkten gebildet wird, müßten die am nächsten gelegenen Wände die stärksten Reflexionen geben und dadurch die tonale Höhe des Geräusches bestimmen.

Ich variierte deshalb die Wandentfernung; ich experimentierte in der Ecke eines Zimmers, einen Meter von den beiden Wandflächen entfernt, dann in der Mitte des Zimmers, die  $3\frac{1}{2}$  bzw. 2 m von den Wänden abliegt. Der Effekt war,



daß in der tonalen Höhe des Knallgeräusches auch nicht der mindeste Unterschied nachweisbar war; auch in dem großen Saal des psychologischen Instituts, in dem noch weit größere Raumdifferenzen herzustellen sind, waren keine Unterschiede der Geräuschhöhe zu bemerken, falls sonst am Versuch nichts geändert worden war, d. h. wenn die Rotationsgeschwindigkeit, die Lochanzahl und der Lochabstand die gleichen blieben.

*Die Annahme, daß Reflexionsgeräusche die Urheber des Knalles sind, kann also aufgegeben werden.*

Allerdings ist es sehr schwer, über die Höhe eines Geräusches eine genaue Aussage zu machen, zumal wenn dieses wie hier nicht einmal in Geräuschreinheit dargeboten wird. Man fühlt sich nämlich meist verleitet, das Konglomerat von Ton und Geräusch als eine Einheit zu betrachten, die Tonhöhe dem Frequenzton zuzuschreiben und das Geräusch nur in einer eigenartigen Klangfarbe zu bemerken; daher entstehen auch die *Oktaventäuschungen*, die reine *Urteilstäuschungen* sind. Sobald das Konglomerat von Ton und Geräusch beobachtet wird, erscheint der Frequenzton um eine Oktave vertieft; wird der Frequenzton allein oder das Geräusch allein beachtet, dann erscheint zugleich mit der Zweiheit des akustischen Eindrucks die der Berechnung entsprechende Höhe des Frequenztons und die Oktaventäuschung verschwindet. Von einer bestimmten Kürze des Tons an gelingt allerdings eine solche Analyse nicht mehr, und man kann sich der Oktaventäuschung dann nicht mehr entziehen. — Wenn das knallartige Nebengeräusch der kürzesten Töne nicht durch Reflexionen zu erklären ist, dann muß es in dem Sirenenton selbst begründet sein.

#### Physiologische Erklärung des Knalles.

Helmholtz und die Anhänger seiner Resonatorentheorie würden den Nebenknaall der kürzesten Töne dadurch erklären, daß die ersten Schwingungen eines Tons die ganze Reihe der Cortischen Fasern erregen, und daß erst nach einer größeren Anzahl von Schwingungen, die etwa 10 betragen mag, die scharfe Resonanzauslese getroffen ist. Hiernach scheint unsere akustische Erscheinung ziemlich mühelos erklärt: Man hört einen Ton (Frequenzton), entsprechend den hauptsächlich

schwingenden Fasern, und ein Nebengeräusch als Korrelat der übrigen noch nicht völlig abgeklungenen Fasern. Nach Brücke<sup>1)</sup> müßte sogar jeder plötzlich beginnende Ton im Beginn der Empfindung einen Knall geben.

Weshalb aber ist unser Knall so tief? Auch darauf dürften manche Physiker eine Antwort haben; da die hohen Töne schneller abklängen als tiefe, seien die hohen Nebenfäsern schon abgeklungen, die tiefen aber schwängen noch und gäben so den tiefen Nebknall.

Die Annahme, daß tiefere Töne eine längere Abklingezeit haben als hohe, habe ich in einer früheren Arbeit zu widerlegen versucht.<sup>2)</sup>

Marbe hat sich meiner Anschauung, die aus gemeinsam mit Karl L. Schäfer angestellten Versuchen hergeleitet war, angeschlossen, daß nämlich die Abklingezeit für alle Töne annähernd gleich ist. Ist also unsere Ansicht richtig, dann ist die Frage nach der Tiefe des Nebengeräusches noch keineswegs gelöst.

Ein weiterer physiologischer Erklärungsversuch könnte in der Annahme bestehen, daß der Druck der ersten Schwingung auf die dreieckige Basilarmembran mit größerem Effekt auf die Basis als auf die Spitze wirkt und so die tiefen Töne stärker erklingen läßt.

Um eine physiologische oder psychologische Erklärung zu versuchen, muß man erst klar sein über den physikalischen Vorgang. Stumpf sagt in seiner Tonpsychologie im Jahre 1890, daß die Frage nach dem Knall nur gelöst werden kann auf Grund viel eingehenderer Versuche, als sie bis jetzt angestellt sind. Dies besteht auch heute noch zu Recht, denn solche eingehenden Versuche sind in den zwischenliegenden 28 Jahren meines Wissens nicht angestellt worden.

#### Beobachtungen beim Anhören kürzester Töne.

Zur genaueren Untersuchung des Knalls bediente ich mich einer Metallsirenenscheibe, auf der in konzentrischer Anordnung Reihen gleichgroßer und gleichdistanter Löcher ausgestanzt

1) Brücke, Pfügers Archiv 13. S. 224; vgl. auch C. Stumpf, Tonpsych. 2. p. 500ff.

2) O. Abraham, Zeitschr. f. Psych. 20.

sind, und zwar vom Zentrum zur Peripherie 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 und 10 Löcher; die den einzelnen Reihen entsprechenden Radien waren:

für die 10. Löcherreihe	=	18,2 cm
" " 7.	"	= 15,4 "
" " 6.	"	= 14,0 "
" " 5.	"	= 12,2 "
" " 4.	"	= 11,2 "
" " 3.	"	= 9,8 "
" " 2.	"	= 8,3 "
" " 1.	"	= 7,1 "

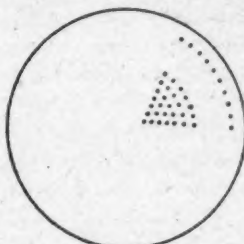


Fig. 1.

Die Schwingungszahlen der einzelnen Reihen erhält man durch folgende Überlegung: Ein voller Löcherkreis gibt einen Ton, dessen Schwingungsanzahl gleich der Anzahl der Löcher ist, multipliziert mit der Umdrehungszahl. Kreissegmente (die aus den Löchern und ihren Zwischenräumen gebildet werden) verhalten sich wie die vollen Lochkreise und bei gleicher Größe und gleichem Abstand der Löcher wie die zu ihnen gehörigen Radien. Die zu erwartenden Schwingungszahlen der obigen Lochreihen sind also durch die Verhältnisse der Radienzahlen ausgedrückt. Die musikalischen Tonnamen sind also einfach zu ermitteln, indem man die Radienzahlen in einer Tontabelle aufsucht und die ihnen zugehörigen Tonnamen, bei denen allerdings +- und -- Zeichen nicht fehlen dürfen, für sie einsetzt. So erhält man die richtigen Intervalle der Sirenentöne. Zum Vergleich der gehörten mit den berechneten Tönen braucht man nur die erste der berechneten Reihen auf die wirklich gehörte absolute Höhe zu bringen und die andern Reihen nach dieser zu transponieren.

Der akustische Eindruck von zwei angeblasenen Sirenenlöchern ist nur sehr wenig verschieden von dem Einlochknall. Bei diesem ist allerdings gar keine genaue Tonhöhe bestimmbar, aber auch bei zwei Löchern ist der Ton so mühevoll zu bestimmen und derart unter dem knallartigen Geräusch versteckt, daß ein wesentlicher qualitativer Unterschied zunächst nicht erkennbar ist. Wenn man von der Zweilochreihe anfangend auf die 3-, 4-, 5-, 6- und 7-Lochreihe weiterbläst, wird das Tonale immer stärker, das knallartige Nebengeräusch immer schwächer.

## Vorversuch 1.

Löcher- anzahl	Rad- ius	Berechn. Ton	Gehört. Ton	Nebenbeobachtungen
10	18,2	$ais_2$	$ais_2$	Ton hell u. ziemlich geräuschfrei
7	15,4	$g_2$	$g_2$	Ton matt mit deutlichem tiefen Knall
6	14,0	$f_2 +$	$fis_2$	Ton matt mit deutlichem tiefen Knall
5	12,2	$dis_2 +$	$c_2 -$	stärkeres knallartiges Geräusch
4	11,2	$cis_2 +$	$cis_2 +$	noch stärkerer Knall außer dem Frequenzton
3	9,8	$h_1 +$	$c_2 -$	der Frequenzton kaum heraushörbar, starker Knall
2	8,4	$a_1 +$	$a_1$	der Frequenzton fast ganz verdeckt von dem tiefen knallartigen Geräusch
1	7,1	—	tiefer Knall	kein höherer Ton herauszuhören; nur Knall in nicht genau bestimmbarer Höhe, etwa $f_0$

## Vorversuch 2.

Löcher- anzahl	Rad- ius	Berechn. Ton	Gehört. Ton	Nebenbeobachtungen
10	18,2	$fis_3$	$fis_2$	deutlich tonal, hell ohne Knall
7	15,4	$dis_3$	$dis_2 +$	etwas matter
6	14,0	$d_3 -$	$d_3 -$	matt, obertonarm, stark geräuschhaltig
5	12,2	$h_2$	$h_2 +$	stärkerer Knall, Ton noch deutlich
4	11,2	$a_2 +$	$a_2 +$	Ton heraushörbar. Geräusch stärker
3	9,8	$g_2 +$	$gis_2 -$	Ton nur mit Mühe heraushörbar und nur d. Vergleich mit anderen Reihen
2	8,4	$f_2$	$f_2$	tonal gefärbter tiefer Knall
1	7,1	$dis_2$	tiefer als $f_0$	Ton scheint über Oktave tiefer als in Reihe 2, ist aber nicht deutlich bestimmbar

Da „Knall“ ein phänomenologischer, kein physikalischer Begriff ist, kann man ihn auf alle Fälle, in denen eine Knallempfindung eintritt, anwenden. Da wir annehmen, daß durch sieben angeblasene Sirenenlöcher sieben Schwingungen entstehen, scheint es berechtigt zu sein, auch vom Siebenschwingungsknall, ebenso vom Zweischwingungsknall zu sprechen, und, da schon bei zwei Schwingungen ein Ton entsteht, all-

gemein vom „Tonknall“. Im Gegensatz dazu soll der durch ein Sirenenloch entstehende Knall als *Einlochknall* bezeichnet werden, bis sich herausstellt, daß dem einen Loch nur eine einzige Schwingung entspricht.

Am besten müßte ja der Knall am Einlochknall zu studieren sein, da bei diesem kein störender Frequenzton vorhanden ist. Dafür ist es aber mißlich, daß man bei der durch ein einziges Sirenenloch hervorgebrachten Schwingung die Wellenlänge nicht kennt, sie also zu Berechnungszwecken nicht verwerten kann. Haben wir aber mehrere Sirenenlöcher, dann ist die Wellenlänge des Frequenztons eine Funktion des Lochabstandes, also leicht zu berechnen; die Beziehungen des Knalls zum Frequenzton lassen sich also zahlenmäßig ausdrücken.

Deshalb versuchte ich zunächst den *Tonknall* genauer zu studieren. Da bei diesem aber der Frequenzton sehr urteilsstörend wirkt, muß man versuchen, ihn fortzuschaffen; dies kann nur durch *Interferenz* geschehen. Wenn es gelingt, den Knall auch nach Ausschaltung des Frequenztons zu erhalten, dann wäre hiermit zugleich die physikalische oder physiologische Existenz des Knalles nachgewiesen, denn dann kann er kein psychisches Korrelat der (fortgenommenen) Tonschwingungen sein.

Aus nachstehenden Versuchen geht also deutlich hervor, daß es gelingt, bei ganz kurzen Tönen den tiefen Knall von dem Frequenzton durch Interferenz zu trennen; sobald der Interferenzapparat auf den Frequenzton und seinen ersten Oberton eingestellt war, ging *der Knall in allen Versuchen ohne den Frequenzton durch den Interferenzapparat hindurch*. Wenn man sonst (längerdauernde) Töne durch den Interferenzapparat schickt, hört man nach Ausschaltung des Grundtons die Obertöne, und nach ihrer Ausschaltung nur hohe Blasegeräusche. Bei der Ausschaltung eines längeren Tons geht nie etwas durchs Interferenzrohr, das tiefer ist als der Grundton des Klanges, weder ein Unterton noch ein Untergeräusch. *Kürzeste Töne unterscheiden sich hierin also qualitativ von länger dauernden.*

Wie aus der Tabelle weiterhin hervorgeht, waren Knalle in den Versuchen 1, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 11, 12 zu hören; dagegen ergaben die Versuche 2, 3 und 8 nur stoßartige Blasegeräusche, die man nicht mehr als Knall ansprechen konnte. Der Knall läßt sich ungefähr durch ein kurzes blüb oder blüb,

**Versuche über den Tonknall.**  
**Interferenzausschaltung des Frequenztons.**

Vers.- Nr.	Loch- anzahl	Freq.- Ton	Länge der Interfer.-Röhren		Zahl	Zu hören ist
1	7	$g_0$	5,5	2,75	5	deutlicher tiefer <i>Knall</i> ungef. i. d. Gegend von $g_0$ , kein Frequenzton
2	7	$h_1$	17,5	8,8	5	blasendes Geräusch, ungef. wie <i>fft</i> klingend, kein richtiger <i>Knall</i> , kein Frequenzton
	6	$f_2$	12,4	6,2	5	stoßartig. Geräusch, kein <i>Knall</i>
4	6	$c_{12}$	7,8	3,9	5	tiefer <i>Knall</i> unter $c_0$
5	5	$g_2$	11,0	5,5	5	dampfer schwacher <i>Knall</i> , unter $c_0$
6	5	$f_{12}$	5,8	2,9	5	deutlicher scharfer <i>Knall</i> ; Gegend $g_0$ — $a_0$
7	4	$a_2$	10,4	5,2	5	deutlicher <i>Knall</i> , Höhe schwer bestimmbar, etwa $d_0$
8	4	$g_1$	22,0	11,0	5	blasendes Geräusch, kein deutlicher <i>Knall</i>
9	3	$a_2$	9,8	4,9	5	deutlicher scharfer <i>Knall</i> ; Gegend $c_0$ ?
10	3	$d_2$	14,7	7,4	5	<i>knallartiges</i> Geräusch; Gegend unter $c_0$
11	2	$f_1$	24,6	12,3	5	tiefer <i>Knall</i> unter $c_0$
12	2	$c_2$	16,6	8,3	5	scharfer <i>Knall</i> ; Gegend $f_0$ — $c_1$

papp oder pipp sprachlich nachahmen, das Stoßgeräusch durch ein kurzes *fft*. In den analogen ersten vier Versuchspaaren, in denen die Löcheranzahl gleich war, hörte man immer dann einen *Knall*, wenn der Frequenzton höher, dagegen ein Stoßgeräusch, wenn er tiefer war. (Vgl. die Versuche 1, 4, 6, 7 mit 2, 3, 5, 8.) Je höher bzw. je kürzer der Frequenzton ist, um so deutlicher ist der *Knall*. In den letzten, den Drei- und Zweilochreihen wurden in den beobachteten Tonhöhen nur *Knalle*, keine Stoßgeräusche erzielt.

Um zu erkennen, ob die *Kürze* oder die *Höhe* des Frequenztons das Wesentliche für die *Knall*wahrnehmung ist, muß man zuerst die absolute Dauer der einzelnen Tonstöße berechnen; man erhält sie, indem man die absolute Zahl der vorhandenen Schwingungen dividiert durch die Schwingungszahl pro Sekunde.

So ergeben sich folgende Werte für die obige Tabelle.



	Absol. Dauer			Zu hören war
1.	$\frac{7}{g_2}$	$= \frac{7}{1625}$	$= \frac{1}{232}$	Knall
2.	$\frac{7}{h_1}$	$= \frac{7}{483}$	$= \frac{1}{69}$	Stoßgeräusch
3.	$\frac{6}{f_2}$	$= \frac{6}{683}$	$= \frac{1}{114}$	Stoßgeräusch
4.	$\frac{6}{cis_2}$	$= \frac{6}{1085}$	$= \frac{1}{161}$	Knall
5.	$\frac{5}{g_2}$	$= \frac{5}{767}$	$= \frac{1}{153}$	Knall
6.	$\frac{5}{fis_2}$	$= \frac{5}{1448}$	$= \frac{1}{289}$	Knall
7.	$\frac{4}{as_2}$	$= \frac{4}{861}$	$= \frac{1}{215}$	Knall
8.	$\frac{4}{g_1}$	$= \frac{4}{384}$	$= \frac{1}{96}$	Stoßgeräusch
9.	$\frac{3}{a_2}$	$= \frac{3}{861}$	$= \frac{1}{287}$	Knall
10.	$\frac{3}{d_2}$	$= \frac{3}{574}$	$= \frac{1}{191}$	Knall
11.	$\frac{2}{f_1}$	$= \frac{2}{342}$	$= \frac{1}{171}$	Knall
12.	$\frac{2}{c_2}$	$= \frac{2}{512}$	$= \frac{1}{206}$	Knall

Wir bekommen also Stoßgeräusche bei einer Tondauer von  $\frac{1}{69}$ ,  $\frac{1}{114}$ ,  $\frac{1}{96}$  Sekunde, dagegen deutliche Knalle bei allen Tönen, die kürzer als  $\frac{1}{150}$  Sekunde sind. Die Differenz dieser absoluten Ziffern mit den von mir vor 20 Jahren gefundenen ist durch die jetzt besseren Versuchsanordnungen, besonders durch die Ausschaltung des Frequenztons zu erklären.

Nicht die Höhe des Frequenztons ist also das Wesentliche für die Knallwahrnehmung; denn in den Versuchen 2 und 12, 3 und 10 haben wir gleiche Tonregionen des Frequenztones, hören aber in dem einen Fall einen deutlichen Knall, im anderen ein Stoßgeräusch; maßgebend für die Knallwahrnehmung ist vielmehr die absolute Kürze des Frequenztons, und es ergibt sich als allgemeines Resultat, daß der Sirenenknall eine Dauerschwelle von ca.  $\frac{1}{150}$  Sekunden hat. Die Intensität des An-

blasens ist hierbei ohne Bedeutung; es zeigt sich nur, daß zu starkes Anblasen die Blasegeräusche vermehrt, zu schwaches Blasen die Intensität des Knalles in toto abschwächt. Die Übung, mit optimaler Intensität anzublasen, bekommt man übrigens sehr leicht.

Mit der Feststellung, daß ein Knall auch nach Ausschaltung des Frequenztons durch das Interferenzrohr geht, ist noch keine Klarheit gewonnen, ob der Knall erst physiologisch entsteht oder ob er schon physikalisch begründet ist. Denn die Annahme, daß die erste Welle des Frequenztons den Knall hervorbringt, der bei kürzesten Tönen hörbar, von längeren Tönen aber verschluckt würde (eine Ansicht, die der Brückeschen Anschauung (s. o.) nahe käme), ist auch für unsere Versuchsergebnisse noch möglich. Die erste Welle eines Tons muß ja, zum Teil wenigstens, *jedes* Interferenzrohr passieren, da ja erst nach ihrer Reflexion die Interferenz beginnen kann. Es ist also immerhin denkbar, daß durch den Impuls der ersten Frequenztonwelle der ganze Cortische Faserapparat angeregt wird und den Knall hervorbringt. Die gefundene Dauerschwelle für die Knallwahrnehmung wäre in ihrer Bedeutung dann allerdings nicht erklärt. Zur Untersuchung der Frage, ob die *erste Welle* des Frequenztons imstande sei, den Knall zu erzeugen, stellte ich einige Versuche an, die das Ziel hatten, die erste Schwingung des Frequenztons zu variieren.

**Versuche über die Bedeutung der ersten Frequenztonschwingung für den Knall.**

Ich verglich folgende Anordnungen der Sirenenlöcher:

- |    |       |                                       |
|----|-------|---------------------------------------|
| 1) | ●●●●  | Der Ton beginnt und schließt stark.   |
| 2) | ●●●●● | Der Ton beginnt und schließt schwach. |
| 3) | ●●●●  | Beginn stark, Schluß schwach.         |
| 4) | ●●●●● | Beginn schwach, Schluß stark.         |

Fig. 2.

Das Resultat war, daß bei genügender Kürze des Frequenztons *jede* der angeblasenen Reihen einen Knall gab; nur die Stärke war in den einzelnen Reihen verschieden; bei weitem den stärksten Knall gab die Reihe 1; ihr folgte Reihe 3,

während die Reihen 2 und 4 schwächere Knalle zeigten. Gegen die Annahme, daß die erste Schwingung den Knall erzeugt, spricht, daß Reihe 1 einen stärkeren Knall gibt als Reihe 3, die beide die gleiche Größe des ersten Sirenenlochs haben, also auch dieselbe Intensität haben müßten. Es scheint vielmehr, daß hier die Gesamtintensität des ganzen Frequenztons für die Knallintensität in Betracht kommt. Der, allerdings geringe, Unterschied der Intensitäten in den Reihen 3 und 4 läßt dagegen wieder vermuten, daß die erste Schwingung doch von Wichtigkeit für die Knallentstehung ist. Aus Intensitätsunterschieden, zumal so geringfügigen aber, eine Theorie aufzubauen, ist eine mißliche Sache. Man muß also nach weiteren Beziehungen zwischen Frequenzton und Knall suchen, um die Ursache des Knalles zu eruieren.

Ich stellte deshalb Versuche an, ob überhaupt kurze Töne, d. h. regelmäßige Schwingungen für eine Knallempfindung erforderlich sind, oder ob man den Frequenzton etwa durch ein kurzes „Frequenzgeräusch“ ersetzen kann. Geräusche sind auf der Sirenen Scheibe dadurch hervorzubringen, daß man die Löcher in unregelmäßigen Abständen aufeinander folgen läßt. Bläst man eine solche Reihe an, dann erhält man ein Geräusch, in dem kein einzelner Ton bestimmbar ist, wohl aber eine gewisse Geräuschregion, die sich entsprechend der Rotation erhöht oder vertieft. Diesen Tonbezirk eines Geräusches kann man mit dem Ohr und mit akustischen Apparaten bestimmen und durch Interferenz ausschalten. Auch hierbei muß wieder der Bezirk der höheren Oktave der Geräuschregion durch Interferenz mitbeseitigt werden, weil diese sonst durch das Interferenzrohr hindurchgeht.

#### Versuche über den Geräuschknall.

Diese Versuche zeigen, daß es für eine Knallempfindung keinen Unterschied macht, ob ein ganz kurzer Ton oder ob ein kurzes Geräusch erklingt. Ist das Geräusch nur genügend kurz, dann nehmen wir einen deutlichen Knall wahr (papp, pipp), ist das Geräusch längerdauernd, dann erscheint ein Stoßgeräusch, einem ffit vergleichbar.

## Interferenzausschaltung des Frequenzgeräusches.

Vers.-Nr.	Loch-anzahl	Tonbezirk	Ausschaltung durch		Akustischer Eindruck
			10 Röhren	5 Röhren cm	
1	8	$d_3 - g_2$	zw. 14 u. 10	7 u. 5	Stoßgeräusch, kein deutlich. Knall
2	5	$f_3 - a_2$	13 „ 9	7 „ $4\frac{1}{3}$	deutlicher Knall
3	5	$b_1 - dis_3$	19 „ 14	10 „ 7	weiches Stoßgeräusch
4	5	$g_2 - h_2$	12 „ 8	6 „ 4	deutlicher Knall
5	5	$g_1 - h_1$	24 „ 16	12 „ 8	Stoßgeräusch
6	5	$c_2 - a_2$	14 „ 9	7 „ $4\frac{1}{2}$	deutlicher Knall

Der „Geräuschknall“ entspricht also phänomenologisch genau dem „Tonknall“. Die absolute Zeitdauer der dargebotenen Geräusche erhält man wieder durch die Division der Löcheranzahl durch die Höhe des Geräuschbezirkes in Schwingungszahlen.

$$\begin{aligned}
 1. &= \frac{8}{581-775} \text{ Sekunden} = \frac{1}{85} \text{ (Stoßgeräusch)} \\
 2. &= \frac{5}{691-870} \quad \quad \quad = \frac{1}{156} \text{ (Knall)} \\
 3. &= \frac{5}{461-615} \quad \quad \quad = \frac{1}{107} \text{ (Stoßgeräusch)} \\
 4. &= \frac{5}{775-977} \quad \quad \quad = \frac{1}{175} \text{ (Knall)} \\
 5. &= \frac{5}{388-488} \quad \quad \quad = \frac{1}{88} \text{ (Stoßgeräusch)} \\
 6. &= \frac{5}{652-870} \quad \quad \quad = \frac{1}{152} \text{ (Knall)}
 \end{aligned}$$

Diese Berechnung zeigt, daß ein Stoßgeräusch noch bis  $\frac{1}{85}$ ,  $\frac{1}{107}$  und  $\frac{1}{88}$  Sekunden hörbar war, während in den Versuchen 2, 4 und 6 bei  $\frac{1}{156}$ ,  $\frac{1}{175}$ ,  $\frac{1}{152}$  Sekunden schon eine deutliche Knallwahrnehmung eintrat. *Der Knall hat also nach diesen Versuchen, gleichgültig, ob das akustisch Dargebotene ein Ton oder ein Geräusch war, eine Schwelle von ungefähr  $\frac{1}{150}$  Sekunden.*

Diese Versuche machen es sehr unwahrscheinlich, daß die Knallempfindung der ersten Welle des Frequenztons bzw. des

Geräusches zuzuschreiben ist; denn die sonderbare Tatsache, daß für Ton und Geräusch eine und zwar dieselbe Dauerschwelle besteht, wäre durch diese Hypothese nicht erklärt.

Ein Experimentum crucis für die physikalische Natur des Knalles wäre der Versuch, den Knall durch Interferenz auszuschalten, den Frequenzton aber zu erhalten. Denn, was durch Interferenz auszuschalten ist, muß in der Luft vorhanden gewesen und kann nicht erst im Ohr entstanden sein. Um den Knall auszulöschen, ist es zweckmäßig, anstatt die ganze Tonreihe durch Interferenz durchzuprobieren, zuerst die ungefähre Tonhöhe des Knallbezirks durchs Gehör festzustellen. Da der Frequenzton hierbei stört, muß er provisorisch ausgeschaltet werden.

**Versuche zur Höhenbestimmung des Knalles, d. h. der tiefen Knallkomponente im Tonknall.**

**1. Versuch.**

Lochanzahl

Frequenzton

Übrig bleibt

4

$gis_2$

Knall in der

Ausgeschaltet durch Interf.-  
Röhren 10,4 und 5,2

Gegend  $f_0$

Die berechnete absolute Zeit des Knalles  $\frac{4}{gis_2} = \frac{4}{821} = \frac{1}{205} - gis_0$ .

Nach Bestimmung der ungefähren Knallhöhe wird der Frequenzton wieder eingeschaltet, dagegen die Gegend um  $f_0$  durch 10 Interferenzröhren von 55 bis 40 ausgeschaltet, um den Knall, wenn möglich, zu eliminieren.

Das Resultat war:

1. der Frequenzton war kaum hörbar, wahrscheinlich weil er als  $gis_2$  der fünfte Oberton zu dem mitausgeschalteten  $e_0$  war,

2. der Knall erschien etwa eine Oktave höher, wohl infolge von Obertönen. Deshalb wurde auch die  $f_1$ -Gegend ausgeschaltet. Nun blieb wieder ein tiefer Knall in der  $f_0$ - und noch tiefer gelegenen Tongegend zurück. Dieser war nicht völlig durch Interferenz zu beseitigen. Auch serienweise Einschaltungen kleiner Interferenzbezirke der Oktave F bis  $f_0$  gaben keine merkliche Veränderung des akustischen Eindrucks.

2. Versuch.		
Lochanzahl	Frequenzton	Übrig bleibt
6	$c_{12}$	Knall in Höhe von $c_0$
	Ausgeschaltet durch 7,8 und 3,9	

$$\text{Die absolute Zeit des Knalles } \frac{6}{1096} = \frac{1}{183} = f_{12}.$$

Wenn die Gegend um  $c_0$  mit 70—50 cm großen Interferenzröhren ausgelöscht wurde, war auch, wie im vorigen Versuch, der Frequenzton als Oberton beseitigt; der Knall schien oktaven erhöht. Nach Auslöschung auch dieser Gegend blieb noch ein tiefer Knall in der  $c_0$ -Gegend zurück, der *nicht* durch serienweise Interferenzausschaltung zu beseitigen war. Die Knallhöhe ist allerdings sehr schwer zu bestimmen, da die Sirenentöne selbst sehr schwach sind und durch die lange Röhrendeckung noch erheblich geschwächt werden.

3. Versuch.		
Lochanzahl	Frequenzton	Übrig bleibt
5	$h_3$	Knallhöhe Gegend $dis_0$
	Ausgeschaltet durch 10 Röhren 5 à 8,8 5 à 4,4	

$$\text{Die absolute Zeit des Knalles } \frac{5}{977} = \frac{1}{195} = g_3.$$

Wurde die Gegend  $dis_0$  mit Röhren von 50—60 cm ausgeschaltet, dann schien wieder zuerst der Knall um eine Oktave erhöht. Nach Ausschaltung auch dieser Region blieb ein leiser tiefer Knall unter  $c_0$  zurück. Dieser ist *nicht* durch serienweise Ausschaltungen fortzubringen.

4. Versuch.		
Lochanzahl	Frequenzton	Übrig bleibt
2	$g_3$	Knallgegend $f_0 - a_0$
	Ausgeschaltet durch 10 Röhren 5 à 11,0 5 à 5,5	

$$\text{Die absolute Zeit des Knalles } \frac{2}{775} = \frac{1}{387} = g_1.$$

$a_0$  wurde ausgeschaltet; darauf wurde ein höherer Knall in Gegend  $f_1$  gehört. Nachdem auch diese Region ausgeschaltet war, blieb ein tiefer Knall in der Gegend  $d_0 - f_0$  zu



hören. Dieser ist durch serienweise Ausschaltungen der Gegend  $c_0 - g_0$  nicht zu beseitigen.

*Wichtig für die Höhenbestimmung des Knalles ist auch folgender Versuch:* Man *variïere* die Scheibengeschwindigkeit, nachdem man bei einer bestimmten Rotation den Frequenzton und die angrenzende Tongegend ausgeschaltet hat. Dann bemerkt man, daß der Knall *deutlich höher wird bei Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit*, tiefer bei Verlangsamung der Scheibe. Diese Höhenvariïerung des Knalles ist nicht etwa den Frequenztönen zuzuschreiben, denn diese sind ja ausgeschaltet.

Wenn man diese Versuche zusammenfaßt, dann kommt man zu folgenden Ergebnissen:

a) Die Knallhöhe ist (auch nach Ausschaltung des Frequenztons) abhängig von der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe.

b) Die Knallhöhe ist abhängig von der absoluten Dauer des Frequenztons. (Absolute Zahl der Schwingungen, dividiert durch die Schwingungsanzahl pro Sekunde.) Wie die Berechnungen ergeben, ist die Knallhöhe nicht gleich dem dieser Zahl entsprechenden Ton, sondern tiefer. Auch die in den ersten Versuchen (p. 62) ermittelten Knallhöhen ergeben genau dasselbe Resultat.

c) Der Knall ist durch Interferenz abzuschwächen; seine völlige Auslöschung gelingt jedoch nicht, denn zuweilen wird mit dem Knall auch der Frequenzton als Oberton ausgelöscht; doch auch bei Vermeidung des Obertonverhältnisses bleibt ein tiefer Knall zurück, der trotz serienweiser Interferenzeinschaltungen nicht zu beseitigen ist.

d) Der tiefe Knall ist obertonhaltig, denn nach Interferenzeinschaltung der schätzungsweise bestimmten Höhe wird das Knallgeräusch etwa eine Oktave höher.

Hiernach ist erwiesen, daß die Knallhöhe *abhängig ist von der Gesamtdauer des Frequenztons* oder des Frequenzgeräusches, gleichgültig, ob dieser aus zwei oder sechs Schwingungen besteht. Der Knall ist *ferner objektiv vorhanden*, denn er hat nachweisbare Merkmale eines physikalischen Luftschwingungsvorgangs.

Wie die physiologische Erklärung des Knalles ist, steht noch dahin; jedenfalls aber muß die Annahme, daß die erste

Welle des Frequenztons den Knall hervorbringt, nunmehr aufgegeben werden.

#### Versuche über den Einlochknall.

Wenn man ein einzelnes Sirenenloch bei ziemlich großer Scheibengeschwindigkeit anbläst, dann hört man einen trockenen, dumpfen Knall, der auffallend tief erscheint. Vermindert man die Rotationsgeschwindigkeit allmählich, dann wird der Knall zuerst deutlich tiefer; er verliert bei weiterer Vertiefung das spezifisch Festumrissene des Knales (papp, pipp) und wird zum Stoßgeräusch (ftt). Bei weiterer Verminderung der Drehgeschwindigkeit hört auch dieses Stoßgeräusch auf und dafür beginnt plötzlich ein Blasegeräusch, das mehrere Oktaven höher erscheint als vorher der Knall. Dieses Blasegeräusch wird bei stärkerer Verlangsamung der Scheibe tiefer, blasender und immer tonloser. Steigert man die Scheibengeschwindigkeit wieder, dann gelangt man über „Blasegeräusch“ und „Stoßgeräusch“ wieder zum Knall, der an Höhe immer mehr zunimmt. Beim kontinuierlichen Anblasen der schnell rotierenden Scheibe wiederholt sich natürlich der Knallvorgang mehrfach; um jedoch den Knall zu erzeugen, ist nur ein einmaliges Anblasen des Sirenenlochs erforderlich; *jede weitere Wiederholung ist unnötig*. Diese Tatsache ist wichtig für die spätere Erklärung.

Bläst man zwei gleich große Löcher an, von denen eins nahe der Peripherie, das andere nahe dem Zentrum liegt, so ergibt das *zentrale Loch jedesmal einen tieferen Knall als das periphere*. Bei mäßiger Rotationsgeschwindigkeit gibt das periphere Loch einen Knall, das zentrale ein Stoßgeräusch, bei ganz langsamer Rotation das periphere Loch ein Stoßgeräusch, das zentrale ein Blasegeräusch.

Blasegeräusch, Stoßgeräusch und Knall gehen also bei Variierung der Drehgeschwindigkeit der Scheibe ineinander über.

Zur genaueren Ermittlung der Höhe des Einlochknales wurden noch einige Versuche angestellt. Zwei in verschiedener Entfernung vom Zentrum gelegene Löcher wurden zum Vergleich angeblasen. Die Geschwindigkeit der Scheibe war in jedem Versuch eine andere, aber konstant. Der Tonbezirk des Knales wurde nach dem Gehör zu bestimmen versucht;

hierbei zeigte es sich, daß es viel leichter ist, die Tonhöhenregion zweier verschieden hoher Knalle zu ermitteln, als die eines einzelnen Knalles. Durch die Vergleichung beider drängt sich das Tonale wesentlich stärker auf.<sup>1)</sup>

## Höhenbestimmung des Einlochkanals.

Ver- such	Kontr. Knall	Periph. Knall	Zentr. Knall	K : P	K : Z	P : Z
1	$a_2 = 860$	ca. $f_1 = 340$	ca. $f_0 = 170$	2,5	5,1	2,0
2	$c_1 = 512$	„ $c_1 = 256$	„ $H = 121$	2,0	4,2	2,1
3	$f_2 = 688$	„ $d_1 = 287$	„ $c_0 = 128$	2,4	5,8	2,2
4	$a_2 = 860$	„ $g_1 = 383$	„ $d_0 = 143$	2,2	6,0	2,7
5	$g_2 = 767$	„ $e_1 = 322$	„ $e_0 = 161$	2,4	4,8	2,0
6	$a_1 = 430$	tiefer Knall Höhe?	Stoßgeräusch	Durchschnitt		
7	$e_1 = 322$	Stoßgeräusch	Blase- geräusch	2,3	5,1	2,2
8	$g_1 = 383$	tiefer Knall Höhe?	Stoßgeräusch			

Man ersieht aus den ersten fünf Versuchen, daß das periphere Loch stets höhere Knalle ergab als das zentrale. Das Intervall der beiden geschätzten Höhenregionen P:Z betrug zweimal eine Oktave (Versuch 1, 5), zweimal eine None (Versuch 2 und 3), einmal (Versuch 4) eine Undezime. Im Durchschnitt ergab sich das Verhältnis von P:Z = 2,2:1. In den letzten Versuchen war die Knallhöhe nicht bestimmbar, weil der Vergleichsknall fehlte und weil die Knallregion sehr tief lag.

*Woher stammt die Höhe des Einlochknalles?* Man könnte zunächst vermuten, daß sie der Anzahl der Scheibenumläufe pro Sekunde entspricht, daß nämlich die Wellenlänge der Zeit vom Passieren eines Loches bis zum nächsten entspricht; dies wäre ein voller Umlauf. Diese Erklärung ist aber unmöglich, denn

1. ist die Umlaufszahl viel zu gering (4 bis 6 in der Sekunde), um einen hörbaren Ton zu bilden. Selbst eventuelle Obertöne eines solchen Tons würden zum großen Teil unter die Hörgrenze fallen. Der wirklich gehörte Knall läge etwa in der Gegend des 70. bis 80. Obertons;

1) Vgl. C. Stumpf, Tonpsych. 2. S. 501.



2. kann man die Knallhöhe erkennen, wenn man nur ein einziges Sirenenloch ohne Wiederholung anbläst. Der Abstand bis zum zweiten kommt also gar nicht in Betracht;

3. müßte, wenn der Scheibenumlauf maßgebend wäre, das zentrale Loch immer dieselbe Tonhöhe haben, wie das periphere Loch, denn die Umlaufzeit ist ja in beiden Fällen gleich groß; in den obigen Versuchen wurde aber gerade ermittelt, daß ausnahmslos das periphere Loch einen höheren Knall gab als das zentrale.

Die Zahl der Scheibenumläufe ist also für die Erklärung nicht zu verwenden.

Die Knallhöhe hängt vielmehr, wie aus den Versuchen unzweideutig hervorgeht, von der *absoluten Dauer des Knalles* ab; diese muß auch bei dem gleichgroßen zentralen Loch größer sein als bei dem peripheren. Das zentrale Loch war 7,1 cm, das periphere 15,4 cm vom Scheibenmittelpunkt entfernt; da sich nun die Umlaufzeiten wie die Radien verhalten, müssen auch die (gleichgroßen) Löcher, die ja gleichen Segmenten entsprechen, sich wie die Radien, in unserem Falle wie 15,4:7,1 oder wie 2,17:1 verhalten. Diese Zahlen stimmen wundervoll mit den oben gefundenen Intervallen der Knalle überein (vgl. Tabelle);  $P:Z$  war im Durchschnitt = 2,2:1.

Aus unserer Tabelle kann man auch ersehen, wie groß etwa die Wellenlänge des Knalles sein muß. Bei gewöhnlichen Sirenentönen (Frequenztönen) dauert jede Welle die Zeit, in der ein Loch + Abstand bis zum nächsten Loch vom Anblasestrom passiert ist. Beim Einzelloch fehlt diese Berechnung; man muß deshalb mit einer Kontrollreihe vergleichen. Angenommen, anstatt der Einzellöcher beständen zwei volle Reihen  $P$  und  $Z$  mit derselben Lochgröße und demselben Lochabstand wie in der Kontrollreihe  $K$ , dann verhielten sich die Tonhöhen wie die Radien. Wir hätten also:  $K:P:Z = 18,2:15,4:7,1$ . In Wirklichkeit haben wir aber für die Einlochknalle gefunden:  $K:P:Z = 18,2:8,2:3,6$ , d. h. wir haben für  $P$  und  $Z$  die *doppelt so großen* Wellenlängen gefunden, als wenn wir Reihen mit gleicher Lochgröße und gleichem Abstand gehabt hätten. Die Form der Welle würde demnach etwa so aussehen:


 beim gewöhnlichen Sirenenton, wenn Lochgröße  
 und Lochabstand gleich ist,  

 bei unserem Knall.

Um festzustellen, ob es sich hierbei um physikalische oder physiologische erst entstehende Eigentümlichkeiten handelt, versuchte ich wieder, den Knall durch Interferenz auszulöschen.

Leider gelang es nicht, hier völlige Klarheit zu erzielen. Wenn die gehörte Region ausgeschaltet wurde, schien zwar ein wesentlich höherer Knall durchs Interferenzrohr hindurchzugehen (Obertonregion); doch war dieser zu schwach, um in seiner Höhe bestimmt werden zu können.

Wenn aber der vermeintliche Grundton und sein Oberton mit je 10 Röhren ausgeschaltet wurde, verschwand zwar der Knall, aber er verschwand auch bei anderer Interferenzeinstellung, so daß nicht die Interferenz, sondern die Abschwächung durch die lange Röhrenleitung schuld an der Knallauslöschung war. Man durfte also nur wenige Interferenzröhren, etwa vier bis fünf anwenden. Mit dieser Anzahl wurde das ganze tiefe und mittlere Tongebiet durchprobiert, *ohne daß der Knall beseitigt* oder irgendwie abgeschwächt wurde.

Wie in den Versuchen über den Tonknall erwies sich auch hier, daß ein bestimmbares Dauermaximum für die Knallwahrnehmung besteht. Wird dies überschritten, dann haben wir keinen Knall mehr, sondern ein Stoßgeräusch und bei noch langsamerer Rotation ein Blasegeräusch.

Das Dauermaximum des Einschwingungsknalles kann wieder mit Hilfe der Kontrollreihe ausgerechnet werden, nachdem bekannt ist, daß das Durchschnittsverhältnis von P:K — (1:2,3) und Z:K (1:5,1) ist.

Im Versuch 6 war bei der Dauer des peripheren Knalles  $\frac{2,3}{490} = \frac{1}{187}$  Sekunden noch ein Knall hörbar, während das zentrale Loch mit der Dauer von  $\frac{5,1}{490} = \frac{1}{84}$  Sekunden ein Stoßgeräusch ergab. Im Versuch 7 zeigte schon das periphere Loch mit einer Geräuschkdauer von  $\frac{2,3}{322} = \frac{1}{140}$  Sekunden ein Stoßgeräusch. Im Versuch 8 war noch ein peripherer Knall hör-

bar bei einer Dauer von  $\frac{2,8}{383} = \frac{1}{166}$ , während am zentralen Loch bei  $\frac{1}{75}$  Sekunden nur ein Stoßgeräusch entstand. Somit liegt die Dauerschwelle des Knalles zwischen  $\frac{1}{84}$ ,  $\frac{1}{140}$  und  $\frac{1}{75}$  einerseits und  $\frac{1}{187}$  und  $\frac{1}{166}$  andererseits. Also auch für den Einlochknall ist die Dauerschwelle ungefähr  $\frac{1}{150}$  Sekunden.

Alle drei Knallarten, auf die sich meine Versuche bezogen, der Tonknall, der Geräuschknall und der Einlochknall, verhalten sich also völlig gleichartig: alle drei Knallarten sind objektiv und physikalisch nachweisbar. Ihre Tonhöhe hängt ab von der absoluten Dauer der Lufterschütterung, ob diese nun durch einen Ton oder durch ein Geräusch oder durch eine einzige Schwingung ausgefüllt ist.

Für alle drei Knallarten besteht dasselbe Dauermaximum von ungefähr  $\frac{1}{150}$  Sekunden.

Hiermit scheint mir die Akustik des Knalles klar zu sein: Bei ganz kurzen Tönen von wenigen (z. B. sechs) Schwingungen entsteht außer dem Frequenzton, der dem Abstand der Sirenenlöcher entspricht, ein Knall dadurch, daß die (sechs) Schwingungen zusammen als eine einheitliche Gleichgewichtsstörung der Luft wirken; die Knallhöhe hat nichts mehr mit der Höhe des Frequenztones zu tun, sondern nur mit dessen absoluter Dauer. Diese neue Einheit ist also als eine einzige Tonwelle aufzufassen. *Trotz der Mehrfachheit der Frequenztonschwingung ist also die Knallwelle eine einzige größere Welle.* Ebenso verhält es sich bei ganz kurzen Geräuschen; auch die wenigen Geräuschschwingungen werden als eine einzige Welle zusammengefaßt. Der Knall eines Einzellochs ist, da er sich in allem analog den erwähnten Knallarten verhält, ebenfalls als Einschwingungsknall aufzufassen, was im übrigen von vornherein wahrscheinlich war.

Mit dieser Anschauung (Fig. 3) würde sehr gut übereinstimmen, daß der Knall nicht völlig durch Interferenz auszulöschen ist; denn eine einzige Schwingung kann nie völlig durch Interferenz ausgelöscht werden.



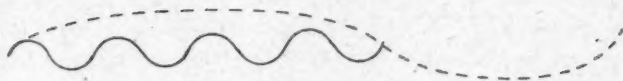


Fig. 3.

Daß eine geringe Anzahl von Schwingungen sich schon physikalisch zu einer Einheit zusammenfaßt, sieht man auch an den sogenannten Unterbrechungstönen. Diese kommen bekanntlich dadurch zustande, daß höhere Töne in irgendwelchem regelmäßigen Rhythmus durch Pausen unterbrochen werden. Karl L. Schäfer und ich haben gefunden<sup>1)</sup>, daß die Unterbrechungstöne, deren Höhen der Anzahl der Unterbrechungen pro Sekunde entsprechen, objektiv sind, wie durch Resonatoren nachweisbar war.

Ich habe jetzt versucht, noch die Unterbrechungstöne rein herzustellen, indem ich die Primärtöne auslöschte. Dies gelingt ohne Schwierigkeit; sobald der Frequenzton ( $AB$ ) ausgeschaltet ist, geht der Unterbrechungston ( $AC$ ) kräftig durchs

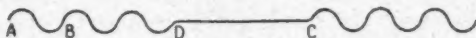


Fig. 4.

Interferenzrohr. Nach meiner jetzigen Anschauung kann der physikalische Vorgang der Unterbrechungstöne nur der sein, daß auch hier der kurze Frequenzton ( $AD$ ) als Einheit (Wellenberg) wirkt, dem sich dann die Pause ( $DC$ ) (Wellental) anschließt. — Der Einzelimpuls der Unterbrechungstöne ist wieder ein Knall, der sich in keiner Weise von den untersuchten Knallarten unterscheidet. Läßt man den Knall etwa 10 bis 15 mal in der Sekunde aufeinanderfolgen, so entsteht ein Knarren, ähnlich dem Geräusch einer Weihnachtsknarre. Knarren ist also eine schnelle Folge von Knallen.

Es scheint mir selbstverständlich, daß der physikalische Vorgang der Zusammenfassung nicht an eine bestimmte Kürze eines Tons gebunden ist, sondern daß ganz allgemein eine

1) K. L. Schäfer u. O. Abraham, Pflügers Archiv 83. S. 207 ff., S. 586 ff.

Gruppe von Schwingungen eine große positive Welle (Wellenberg) hervorruft. Ob dieser Vorgang mit dem *Schalldruck* etwas zu tun hat, wage ich nicht zu entscheiden. Wenn die Größenordnung des Schalldruckes nicht eine ganz andere ist, könnte ich mir vorstellen, daß der konstante positive Druck eines Tons mit der darauffolgenden Pause zusammen bei häufiger Wiederholung einen Unterbrechungston, bei einmaligem Auftreten einen Knall hervorbringt.

Daß wir aber nur bei ganz kurzen Tönen die Einheitswelle wahrnehmen, muß in der Physiologie unseres Ohres begründet sein. Ebenso wie unsere Hörfähigkeit für diese Töne, d. h. für eine Anzahl großer Wellenlängen eine Grenze hat, besitzt sie eine solche für eine einzige Wellenlänge.

Mit der *Resonanztheorie des Hörens* können meine Versuche leicht in Einklang gebracht werden: die Wahrnehmung eines Tonknalles entsteht, indem außer den Fasern, die dem Frequenzton entsprechen, noch ein oder mehrere dem tiefen Knall zugehörnde Fasern erregt werden. Analog erklärt sich die Wahrnehmung des Geräuschknalles und des Einschwingungskalles. Einen besonderen Apparat für Knallwahrnehmung brauchen wir nach meinen Versuchen durchaus nicht anzunehmen.

Die vorliegenden Versuche beziehen sich nur auf den Sirenenknall. Es dürfte sich lohnen, sie an andersartigem Knallmaterial mit größerer Tonintensität nachzuprüfen; nur dürfte es schwierig sein, eine abgegrenzte Anzahl von Schwingungen so leicht wie bei der Sirene hervorzubringen.

(Eingegangen 7. Mai 1919.)

#### **4. Zur Beweglichkeitsbestimmung aus der Brownschen Bewegung an einem Einzelteilchen. II; von Reinhold Fürth.**

(Aus dem Physikalischen Institut der Deutschen Universität Prag.)

##### § 1.

Eine unter dem gleichen Titel kürzlich veröffentlichte Arbeit des Verfassers<sup>1)</sup> beschäftigte sich mit folgendem, schon früher gestelltem Problem<sup>2)</sup>: Ein in einer Flüssigkeit suspendiertes Einzelteilchen sinke unter dem Einflusse der Schwere herab und befinde sich gleichzeitig in Brownscher Bewegung. Mißt man diese durch die Abweichungen von der gleichmäßigen Fallbewegung durch Markieren der Passagezeiten des Teilchens durch die Horizontalstriche eines Rasters im Okular des Beobachtungsmikroskops, wie es zum ersten Male von E. Weiß<sup>3)</sup> bei der Beobachtung von Partikeln in Gasen durchgeführt wurde, so ergeben sich für die Beweglichkeit Werte, die mit den aus der mittleren Fallgeschwindigkeit nach der Stokesschen Formel, sowie aus der Brownschen Bewegung in horizontaler Richtung folgenden nicht übereinstimmen, und zwar immer zu kleine Werte. Der Grund für diese Abweichung wurde in der oben zitierten Arbeit schließlich darin gefunden, daß die Anwendung der entsprechenden Formel auf die naturgemäß bloß endliche Statistik einen systematischen Fehler im erwähnten Sinne hervorbringt.

Bevor ich jedoch diese Möglichkeit ins Auge faßte, schien es mir nicht ausgeschlossen, daß eine wirklich physikalische Ursache hinter dieser Anomalie stecke. Die beschriebene Methode nämlich beruht auf der Voraussetzung, daß die Brownsche Bewegung sich der gleichförmigen Fallbewegung einfach super-

1) R. Fürth, Ann. d. Phys. 59. S. 409. 1919.

2) R. Fürth, Ann. d. Phys. 53. S. 177. 1911.

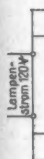
3) E. Weiß, Wiener Ber. 120. (2a). S. 1021. 1911.

poniert. Wäre dies jedoch nicht der Fall, dann könnte die in vertikaler Richtung gemessene Brownsche Bewegung zu falschen Resultaten führen. Die Entscheidung darüber ließe sich nun am einfachsten so fällen, wenn es gelänge, ein und dasselbe Teilchen durch Veränderung der Feldkräfte mit verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten fallen zu lassen und jedesmal die Brownsche Bewegung aus den Abweichungen von den gleichen Fallzeiten zu messen. Das kann z. B. so geschehen, daß das Teilchen mit einer elektrischen Ladung versehen und in ein homogenes vertikales elektrisches Feld mit veränderlicher Feldstärke gebracht wird. In Flüssigkeiten wäre eine solche Anordnung wohl mit Schwierigkeiten verbunden, leicht jedoch läßt sie sich in Gasen realisieren, wie es bei der bekannten Ehrenhaftschen Anordnung zur Messung der Ladung kleiner Einzelpartikel geschieht.

Mit einer solchen Anordnung wurden nun in der Tat Messungen dieser Art ausgeführt und ergaben, wie im folgenden gezeigt wird, das durchaus negative Resultat, daß ein systematischer Einfluß der mittleren Fallgeschwindigkeit auf die Brownsche Bewegung, sofern er nicht durch die Versuchsfehler überdeckt würde, nicht konstatiert werden kann. Wenn nun auch in meiner ersten Mitteilung der wahre Grund der Anomalie aufgefunden wurde, also obiges Resultat für dieses Problem nicht mehr sonderlich ins Gewicht fällt, sollen doch im folgenden die Ergebnisse dieser meiner Untersuchungen, sowie der einiger anderer Autoren näher diskutiert werden, in dem Sinne nämlich, ob sich überhaupt aus der Messung der Brownschen Bewegung kleiner Partikel in einem Gase etwas über die Größe dieser Partikel und daher auch ihrer Ladung aussagen, speziell ob sich daraus auf die Existenz und die Größe eines elektrischen Elementarquantums schließen läßt.

## § 2.

Die experimentelle Anordnung war der von Ehrenhaft verwendeten im Prinzip nachgebildet. Sie ist im Grundrisse in nachfolgender Figur in den Hauptbestandteilen maßgetreu, in den Nebenbestandteilen bloß schematisch dargestellt. Auf der optischen Bank von Zeiß befindet sich links die mit 120 Volt Gleichstrom gespeiste Bogenlampe *B*, mit vorgesteckter Blende *Bl*. Das Licht wird durch die beiden achromatischen Linsen



in  
geg  
ge  
stel  
(Ze  
qua  
sag  
mil  
fes

die  
Ele  
tro  
mi  
ful

$L_1$  und  $L_2$  des Zeißschen Spaltultramikroskops und schließlich durch das Mikroskopobjekt  $L_3$  (Zeiß *AA*) in einem engen, nahezu parallelen Strahlenbündel konzentriert, nachdem es die beiden Wasserkühlungen  $W_1$  und  $W_2$  durchlaufen hat. Hier gelangt es in den Kondensator  $K$ , der an dem mit mikrometrischer Höhenverstellung versehenen Stativ  $St$  befestigt ist. Der Kondensator war dem von E. Weiß verwendeten und l. c. p. 1055 beschriebenen ähnlich gebaut. Der Abstand seiner genau horizontal gestellten Platten betrug 2,22 mm. Es wurde durch Justierung des Strahles darauf Rücksicht genommen, daß er, ohne zu streifen, zwischen den Kondensatorplatten hindurchgehen konnte. Durch das Glasrohr  $G$  mit Hahn konnten die Partikel

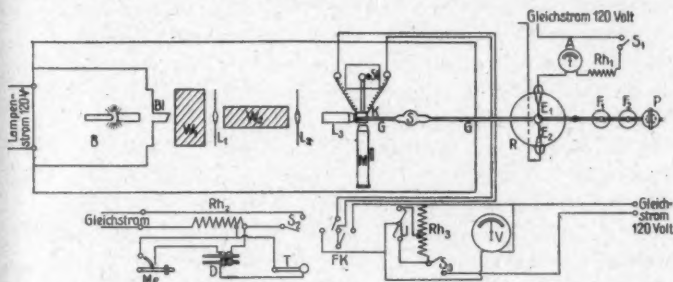


Fig. 1.

in den Kondensator eingeleitet werden, wenn ein an der entgegengesetzten Seite einmündendes kurzes Rohrstück mit Hahn geöffnet war. Die Beobachtung geschah mit dem horizontal gestellten Beobachtungsmikroskop  $M$  mit Objektiv  $AA$  und Okular 4 (Zeiß). Dieses war mit einem Reichertschen Okularraster mit quadratischer Teilung in  $15 \times 15$  Intervalle zur Messung der Passagezeiten versehen. Durch Vergleich mit dem Zeißschen Objektmikrometer wurde ein Teil des Mikrometers zu  $88 \cdot 10^{-4}$  cm festgestellt.

Zur Beobachtung gelangten zunächst Au- und Ag-Teilchen, die durch Zerstäubung im Gleichstromlichtbogen zwischen den Elektroden  $E_1$ ,  $E_2$  in dem Ehrenhaftschen Rezipienten  $R$  in trockener atmosphärischer Luft hergestellt waren. Sie wurden mittels der kleinen Druckpumpe  $P$  durch die mit  $H_2SO_4$  gefüllten Waschflaschen  $F_1$  und  $F_2$  aus dem Rezipienten in den

Kondensator hinübergeblasen. Später wurden Hg und Paraffinölpartikel zur Beobachtung verwendet, die durch Verdampfen und Wiederkondensieren in dem kugeligen Hartglasrohr *S* durch Erwärmung mit einem Bunsenbrenner erzeugt und ebenfalls mittels der Pumpe *P* in den Kondensator geleitet wurden, nachdem die Luft in *S* sich abgekühlt hatte.

Die variable Spannung konnte dem Kondensator zwischen 0 und 120 Volt durch einen mit dem Ruhstratwiderstand *Rh* von einer Akkumulatorenbatterie hergestellten Nebenschluß zugeführt und mit dem Siemens-Halskeschen Präzisionsvoltmeter *V* gemessen werden. Durch Umlegen des Umschalters *U* konnte entweder die variable oder die volle Spannung von 120 Volt nach Belieben angelegt werden. Durch den mit einem Pedal betätigten Kommutator *FK* konnte das Feld am Kondensator momentan umgekehrt werden, bzw. in der Ruhstellung durch Kurzschluß der Kondensatorplatten zum Verschwinden gebracht werden.

Die Passagezeiten wurden vermittelt des Siemensschen elektromagnetischen Doppelstiftschreibers *D* registriert, dessen erster Hebel durch ein sekundenschlagendes Metronom, mit Hg-Kontakt, dessen zweiter Hebel durch den Morsetaster *T* vom Beobachter betätigt wurde. Die Passagezeiten konnten so auf 0,1 Sek. genau bestimmt werden.

Die durch Zerstäubung im elektrischen Lichtbogen hergestellten Teilchen erwiesen sich immer als geladen; ebenso die durch Verdampfen und Wiederkondensieren hergestellten Hg-Teilchen. Die Ölpartikel dagegen mußten durch Bestrahlen mit einem Radiumpräparat geladen werden.<sup>1)</sup>

Obzwar mit Dunkelfeldbeleuchtung beobachtet wurde, verwendete ich doch nur Teilchen mit Radien in der Größenordnung  $10^{-4}$  cm, also noch im mikroskopischen Gebiet, um nicht die Fallbewegung gegen die Brownsche zu stark zurücktreten zu lassen. Auch verband ich damit den Vorteil, über die Gestalt der Teilchen völlig sicher zu sein. Obzwar bei den zur Messung allein verwendeten Hg- und Öltröpfchen von vornherein eine andere als die Kugelgestalt nicht zu erwarten war,

1) Für ihre freundliche Mithilfe beim Aufbau der Versuchsanordnung bin ich Frl. phil. S. Ramler zu Danke verpflichtet.



wurde doch eine mikroskopische Auflösung der durch Verdampfen hergestellten Hg- und Ölpartikel vorgenommen. Jene wurden auf einem Objektträger niedergeschlagen und mit dem Achromaten  $1/7''$  N. A. 0,9 homogene Immersion, Zeiß und Okular 4 aufgelöst. Sie erschienen als vollständig kugelig mit metallischer Oberfläche in allen Größen zwischen  $10^{-5}$  und  $2,10^{-4}$  cm Radius. Diese, ebenso auf einem Objektträger niedergeschlagen, löste ich mit einer Wasserimmersion  $D^* \text{ N. A. } 0,75$  Zeiß, Okular 4 auf, wobei sie sich ebenfalls als völlig kugelig erwiesen. Ihre Radien schwankten zwischen 0,4 und  $9 \cdot 10^{-4}$  cm.

Die Beobachtungen wurden in der Regel so vorgenommen, daß ein geeignetes Teilchen durch vorsichtiges Öffnen der Hähne in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht und durch Umlegen des Pedals im elektrischen Felde mit einer bestimmten Spannung abwechselnd durch das ganze Gesichtsfeld gehoben und gesenkt wurde, wobei jeder Durchgang durch einen Horizontalstrich des Rasters mittels des Morseschreibers markiert wurde. Dann wurde die Spannung geändert und das Verfahren wiederholt. Es gelang so mitunter, an einem Teilchen bis zu 12 verschiedene Steig- und Fallgeschwindigkeiten zu messen. Im allgemeinen war die gesamte Beobachtungszeit für ein Einzelteilchen beschränkt durch den Umstand, daß die Teilchen eine langsame Konvektion in horizontaler Richtung im Sinne der Lichtstrahlen aufwiesen<sup>1)</sup> und daher aus dem Gesichtsfelde entschwanden. Durch Erzeugung eines kleinen Überdrucks im Rezipienten und vorsichtiges Öffnen der Hähne konnte das Teilchen meist wieder in die Mitte des Feldes gebracht werden.<sup>2)</sup>

### § 3.

Im folgenden gebe ich das gesamte, aus den Meßprotokollen sich ergebende Beobachtungsmaterial in den Tab. 1 und 2 wieder und zwar enthält Tab. 1 die Beobachtungen an Hg-Teilchen und Tab. 2 die an Ölteilchen, wie es im vorhergehenden Paragraphen eingehend beschrieben wurde. Die Diffusionskoeffizienten wurden nach der Schrödinger-

1) Doch dürfte es sich nicht um eine Lichtdruckwirkung handeln, da alle Teilchen verschiedener Größe gleich schnell wanderten.

2) Vgl. auch E. Weiß, l. c. S. 1027.

Smoluchowskischen Formel<sup>1)</sup> für die mittlere einseitige Erstpassagezeit aus den gemessenen Passagezeiten berechnet:

$$(1) \quad 2D = b^2 \left\{ \left( \frac{1}{\bar{t}} \right) - \frac{1}{\bar{t}} \right\},$$

in der  $b$  die Länge eines Intervalles,  $t$  die Passagezeiten, und die Querstriche Mittelwerte über viele Zeiten bedeuten. Es ist vielleicht nicht überflüssig, hier nochmals zu erwähnen, daß die zum erstenmal von E. Weiß, l. c. p. 1029 angegebene Formel für die Größe  $2D$  (bei Weiß  $\bar{\lambda}^2$  genannt) aus der obigen Formel durch eine einfache Umformung hervorgeht. Jedoch ist, abgesehen von der bedeutend einfacheren Berechnung nach Formel (1), im Gegensatz zu der von Weiß bei der bekannten Empfindlichkeit derartiger numerischer Rechnungen die Anwendung der direkt aus der Differentialgleichung der Brownschen Bewegung folgenden Formel (1) prinzipiell allein einwandfrei.<sup>2)</sup> Es wäre daher zu wünschen, daß bei derartigen Berechnungen ein für allemal diese Formel Verwendung finden würde.

Als Längeneinheit ist im folgenden der Einfachheit halber ein Rasterintervall zugrunde gelegt. Die Tabellen enthalten in der ersten Spalte die Protokollnummer<sup>3)</sup>, in der zweiten die mittlere Passagezeit  $\bar{t}$ , für die jeweils angelegte Spannung, mit dem Vorzeichen + bzw. -, wenn die Bewegung nach abwärts oder nach aufwärts erfolgte, in der dritten Kolonne die nach Formel (1) berechneten  $2D$ , die für die Brownsche Bewegung charakteristisch sind, in der vierten die Anzahl zu der betreffenden Serie gehörigen einzelnen  $t$ -Werte. Innerhalb jeder Protokollnummer sind die Beobachtungen nach wachsender Fallzeit geordnet.

Aus dem mitgeteilten Material geht wohl mit Deutlichkeit hervor, daß ein systematischer Einfluß der mittleren Fall- bzw. Steiggeschwindigkeit auf die Brownsche Bewegung nicht konstatiert werden kann, sofern er nicht etwa durch die nicht unbeträchtlichen Versuchsfehler, die in der Natur der Sache liegen,

1) E. Schrödinger, Phys. Zeitschr. 16. S. 289. 1915. M. v. Smoluchowski, Phys. Zeitschr. 16. S. 319. 1915.

2) Vgl. auch E. Schrödinger, a. a. O. S. 295.

3) Jede Nummer bezieht sich auf Beobachtungen an einem individuellen Teilchen.

Tabelle 1. Hg.<sup>1)</sup>

Nr.	$\bar{t}$	2D	n
1	- 3,25	0,025	35
	- 0,95	0,032	30
	+ 0,816	0,027	19
	+ 2,052	0,018	31
	+ 10,900	0,013	9
2	- 2,972	0,061	32
	- 1,511	0,047	36
	- 1,057	0,069	37
	+ 0,906	0,028	38
	+ 1,222	0,030	32
3	+ 2,112	0,048	32
	- 7,180	0,0017	41
	- 2,875	0,0046	40
	- 1,485	0,0040	39
	+ 1,278	0,0156	36
4	+ 2,085	0,0071	39
	+ 3,687	0,0080	40
	+ 17,765	0,0070	17
	- 6,926	0,048	31
	- 2,837	0,010	38
5	- 1,162	0,027	42
	+ 1,032	0,019	41
	+ 2,412	0,025	33
	+ 5,355	0,015	20
	- 2,440	0,0095	40
6	+ 1,715	0,0154	41
	+ 12,967	0,0066	6
	- 3,546	0,0087	17
	+ 2,350	0,0078	38
	- 5,992	0,025	12
7	- 1,557	0,017	35
	+ 1,355	0,016	36
	+ 4,438	0,020	13
	- 2,741	0,039	17
	- 1,385	0,023	33
8	+ 1,270	0,013	38
	+ 2,353	0,028	15
	- 1,535	0,072	37
	+ 1,482	0,053	39

Tabelle 2. Paraffinöl.<sup>1)</sup>

Nr.	$\bar{t}$	2D	n
18	- 6,900	0,011	27
	- 5,850	0,019	88
	- 2,562	0,012	42
	- 0,924	0,036	37
	- 0,581	0,029	42
19	+ 0,495	0,062	41
	+ 0,759	0,028	41
	+ 1,210	0,006	41
	+ 2,023	0,012	35
	+ 2,669	0,011	32
20	+ 5,021	0,013	42
	- 5,708	0,018	12
	- 3,374	0,021	35
	- 1,227	0,017	41
	+ 0,985	0,019	40
21	+ 2,157	0,014	35
	+ 3,521	0,027	14
	- 4,484	0,018	32
	+ 2,641	0,022	32
	+ 4,442	0,015	40
22	+ 5,060	0,026	10
	- 2,400	0,020	12
	- 1,200	0,045	31
	+ 1,173	0,071	33
	+ 1,833	0,061	21
23	+ 8,929	0,030	31
	- 4,280	0,014	25
	- 3,142	0,016	38
	+ 1,274	0,019	41
	+ 1,837	0,014	35
24	- 0,921	0,023	48
	+ 0,738	0,028	52
	+ 7,570	0,018	33
	- 2,276	0,025	49
	+ 1,056	0,009	53
25	+ 3,971	0,008	21
	- 6,400	0,023	31
	- 1,583	0,016	12
	+ 0,952	0,012	31
	+ 1,361	0,015	33
26	- 8,380	0,006	5
	- 3,376	0,022	33
	+ 1,791	0,017	34
	+ 2,629	0,021	7
	- 1,468	0,038	37
27	+ 1,311	0,053	36
	- 1,621	0,039	14
	+ 0,973	0,031	44
	+ 0,919	0,028	43
	+ 1,500	0,035	14
30	- 1,518	0,025	34
	+ 1,155	0,027	40

1) Die Serien 9, 10, 11, 13, 14, 15, 16, 17, 29, die weniger als 60 Einzelbeobachtungen enthalten, wurden zur Berechnung der Brown-schen Bewegung wegen zu geringer Statistik nicht verwendet.

verdeckt wird. Man überzeugt sich leicht, daß eine bessere Übereinstimmung zwischen den zu einem Einzelteilchen gehörigen verschiedenen  $D$ -Werte mit der erreichten Zahl von Beobachtungen nicht zu erzielen ist, wenn man das von E. Schrödinger, a. a. O. S. 295 entwickelte Präzisionsmaß anlegt. Es soll der mittlere Fehler des Diffusionskoeffizienten ungefähr  $\sqrt{2/n}$  betragen, wenn  $n$  die Anzahl der Beobachtungen einer Serie bedeutet. Daraus folgt für unseren Fall im Mittel etwa 25 Proz. mittlerer Fehler.

Auch der Sinn der Bewegung (nach oben oder nach unten) hat, wie ersichtlich, auf die Größe  $D$  keinen systematischen Einfluß.

#### § 4.

Um die Resultate des vorigen Paragraphen zu bekräftigen, habe ich noch außer meinen eigenen Beobachtungen die zweier anderer Autoren einer Durchsicht unterzogen, die mit derselben Versuchsanordnung, aber anderem Teilchenmaterial gearbeitet haben.

Es mögen zunächst die Resultate dieser Berechnungen an den Versuchsergebnissen von E. Weiß mitgeteilt werden, die in der bereits wiederholt zitierten Arbeit enthalten sind. Von den veröffentlichten Meßprotokollnummern wählte ich aus Tab. 2 und 4 diejenigen Serien aus, die mehr als 30 Einzelbeobachtungen enthalten und rechnete für jede die Größe  $2D$  (bei Weiß  $\bar{\lambda}^2$  genannt), einmal aus den Fallzeiten ( $F$ ), einmal aus den Steigzeiten ( $S$ ) nach Formel (1) aus. In der zitierten Arbeit sind immer nur die Fallzeiten zur Berechnung der  $D$  verwendet worden. Die folgende Tab. 3 enthält die Resultate dieser Berechnung. Das Material der Teilchen war Silber mit Radien in der Größenordnung  $10^{-5}$  cm, durch Zerstäuben im elektrischen Gleichstromlichtbogen in trockener Luft (Tab. 2 von Weiß) oder reinem Stickstoff mit nachheriger Überschmelzung im elektrischen Ofen (Tab. 4 von Weiß) hergestellt. Die erste Spalte der folgenden Tabelle enthält die bei Weiß angegebene Protokollnummer, die zweite und dritte Spalte die mittlere Fall- bzw. Steigzeit, die vierte und fünfte die aus den Fall- bzw. Steigzeiten errechneten Diffusionskoeffizienten, die sechste und siebente Spalte die jeweilige Anzahl der Beobachtungen. Als

Längeneinheit ist wiederum ein Teil des dortselbst verwendeten Okularmaßstabes zugrunde gelegt. Die Serien sind nach steigenden Fallzeiten geordnet.

Tabelle 3.

Nr.	$\bar{t}_F$	$\bar{t}_S$	$2D_F$	$2D_S$	$n_F$	$n_S$
18 II	7,27	1,51	0,0024	0,0033	30	32
48 II	7,86	1,506	0,0012	0,0039	36	36
20 IV	8,09	5,00	0,0011	0,0020	89	88
52 II	8,37	2,46	0,0014	0,0015	63	64
53 II	8,80	5,60	0,0019	0,0016	42	51
19 IV	9,08	5,49	0,0011	0,0021	36	37
14 IV	10,01	4,40	0,0020	0,0027	39	39
21 IV	10,29	3,39	0,0023	0,0018	34	40
8 IV	10,58	4,53	0,0027	0,0025	52	50
12 II	12,90	2,54	0,0023	0,0056	44	44
17 IV	13,11	6,10	0,0065	0,0021	52	52
1 IV	13,62	3,86	0,0028	0,0020	37	38
3 IV	13,64	3,52	0,0028	0,0027	58	55
6 IV	13,72	3,80	0,0027	0,0027	84	72
2 IV	13,88	5,21	0,0031	0,0023	33	38
23 IV	15,79	3,57	0,0018	0,0027	32	30

Auch hier kann wohl, wie man aus der Tabelle ersieht, von einem systematischen Einfluß der mittleren Fallzeit oder des Sinnes der Bewegung nicht geredet werden. Die Differenzen zwischen  $D_F$  und  $D_S$  sind in acht Fällen negativ, in sieben Fällen positiv und in einem gleich Null. Gleichzeitig fällt auch hier sofort die große Unsicherheit bei der Bestimmung von  $D$  auf, die sich in den im allgemeinen beträchtlichen Unterschieden zwischen  $D_F$  und  $D_S$  zeigt, eine Tatsache, die, wie aus einer Bemerkung auf p. 1038 der Weißschen Arbeit hervorgeht, scheinbar vom Verfasser übersehen worden ist. Die Wichtigkeit, die man aber gerade diesem Umstande bei der Anwendung dieser Berechnungen auf die Ermittlung der Existenz einer Atomistik der Elektrizität zusprechen muß, soll im folgenden noch näher beleuchtet werden.

## § 5.

Dieselben Resultate lassen sich aus den Beobachtungen von Frl. M. Vogl entnehmen, die mit der gleichen Versuchsanordnung Goldteilchen in Luft beobachtete. In dieser Arbeit wird von der Verfasserin ebenfalls festgestellt, daß die aus den Fall- und Steigzeiten berechnete Brownsche Beweglichkeit im

allgemeinen verschieden ausfällt, der Grund dafür wird aber einer Abweichung der Teilchenform von der Kugelgestalt zugeschrieben, der sicherlich nicht stichhaltig ist. Wie ich mich selbst gelegentlich durch mikroskopische Auflösung solcher Au-Partikel überzeugte, und wie es aus den Arbeiten von F. Ehrenhaft hervorgeht, sind solche Au-Partikel durchwegs metallische Kugeln.

Die Beobachtungen sind in zwei Tabellen mitgeteilt, von denen die erste durch Beobachtungen über das ganze Gesichtsfeld des Mikroskops, die zweite durch solche in der Mitte des Gesichtsfeldes gebildet werden. In der ersten sind die Beweglichkeiten  $B$ , die mit den  $D$  durch die Einsteinsche Relation

$$(2) \quad D = \frac{RT}{N} \cdot B$$

zusammenhängen, in der Mehrzahl der Fälle aus den Steigzeiten berechnet größer als aus den Fallzeiten, in der zweiten ist es umgekehrt. Der Grund hierfür wird von der Verfasserin in der zu großen Nähe der Kondensatorplatten im ersten Falle vermutet. Dieser Ansicht kann ich mich nicht anschließen, da aus meinen eigenen in § 3 wiedergegebenen Messungen die im allgemeinen weit mehr Beobachtungen enthalten, ein solcher systematischer Einfluß nicht hervorgeht, obzwar auch hier über das ganze Gesichtsfeld beobachtet wurde. Mir scheint vielmehr eine durch die geringe Anzahl von Beobachtungen in jeder einzelnen Serie und die geringe Anzahl der Serien überhaupt sehr leicht entstanden zu denkende Zufälligkeit vorzuliegen. Fassen wir die Resultate sämtlicher von Frl. Vogl<sup>1)</sup> berechneten Serien zusammen, die mehr als 15 Einzelbeobachtungen enthalten, und legen sie in folgender Tab. 4 nieder, die genau so gebaut ist, wie Tab. 3, mit dem Unterschied, daß sie nicht die Größen  $2D$ , sondern  $B$  im absoluten Maß enthalten, so können wir auch hier weder einen systematischen Einfluß der Größe der mittleren Geschwindigkeit noch ihres Sinnes auf die Beweglichkeit konstatieren, wohl aber auch hier wiederum ein beträchtliches Fehlerintervall.

1) M. Vogl, Wien. Ber. 122. (2a). S. 1885 ff. 1913.



Tabelle 4.

Nr.	$\bar{i}_F$	$\bar{i}_S$	$B_F \cdot 10^{-7}$	$B_S \cdot 10^{-7}$	$n_F$	$n_S$
32	2,47	5,81	0,79	0,63	19	17
23	2,05	3,89	1,80	1,52	20	20
8	4,09	4,52	0,88	0,69	21	23
13	4,64	5,48	1,06	1,26	43	42
15	5,88	6,31	0,99	1,92	16	18
29	6,38	6,89	1,07	0,80	73	67
27	6,92	4,34	1,89	1,68	40	42
31	7,17	3,25	1,25	0,77	23	24
14	7,95	3,46	1,54	1,87	21	24
20	9,35	2,98	0,92	1,28	18	20
2	16,53	5,68	1,03	1,48	19	19
7	17,64	3,19	0,60	1,00	17	16

## § 6.

Durch die Erörterungen der vorhergehenden Paragraphen ist die spezielle Aufgabe, die zur Anstellung der Beobachtungen Anlaß gab, erledigt. Im folgenden soll nun aber noch das Material zur Bestimmung der Absolutwerte der Beweglichkeit und der Ladung der Teilchen ausgenützt werden.

Aus den in den Tabbl. 1 und 2 mitgeteilten Werten für die Diffusionskoeffizienten lassen sich vermittelst Formel (2) die Beweglichkeiten  $B$  der Teilchen im absoluten Maß bestimmen. Um eine Kontrolle über ihre Richtigkeit zu erhalten, vergleichen wir sie mit denjenigen, die sich aus der gleichförmigen Fall- bzw. Steiggeschwindigkeit vermittelst der Stokesschen Formel einerseits, mit der von Cunningham korrigierten Formel anderseits berechnen lassen (die letztere für den Spezialfall  $f=0$ ), wobei im Auge behalten werden möge, daß hiermit keineswegs beabsichtigt ist, eine Entscheidung zwischen diesen beiden Formeln herbeizuführen.

Kombinieren wir das Stokessche Gesetz

$$(3) \quad B = \frac{1}{6\pi a \zeta},$$

worin  $a$  den Radius des kugeligen Partikels und  $\zeta$  den Reibungskoeffizienten des Gases bedeuten, mit den die Beweglichkeit definierenden Gleichungen

$$v = Bmg \quad (m: \text{Masse des Partikels}, g: \text{Schwerebeschleunigung})$$

und

$$m = \frac{4\pi a^3 \sigma}{3} \quad (\sigma: \text{Dichte des Partikels})$$

so ergibt sich

(4)

$$B = \frac{1}{\sqrt{A \cdot (6\pi\zeta)^{3/2}}},$$

worin

$$A = \frac{3v}{4\pi\sigma g}$$

bedeutet.

Unter Verwendung der Cunninghamschen Korrektur verwandelt sich (3) in

(3')

$$B = \frac{1}{6\pi a \zeta} \left( 1 + 0,815 \frac{l}{a} \right)$$

( $l$ : mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle)

und aus (4) wird

$$(4') \quad B = \frac{1}{(12\pi\zeta)^{3/2} A^2} \{ 0,815 l + \sqrt{(0,815 l)^2 + 24\pi\zeta A} \}^3,$$

die für verschwindendes  $l$  in (4) übergeht.

Durch die Formeln (4) bzw. (4') erscheint  $B$  als Funktion von  $v$  dargestellt bei bekanntem Material der Teilchen und des umgebenden Gases. Direkt wurde jedoch  $v$ , die mittlere Fallgeschwindigkeit im Schwerfeld allein, nur bei einigen Teilchen gemessen, dagegen ergab sie sich indirekt aus den stets gemessenen Fall- und Steigzeiten in elektrischen Feldern, die dem Schwerfeld einmal in gleicher und einmal in entgegengesetzter Richtung, aber beidemale mit gleicher Intensität superponiert waren.

Nennen wir diese  $v_f$  und  $v_s$ , so ergibt sich

$$v_f = B(eE + mg), \quad v_s = B(eE - mg),$$

wobei  $e$  die Ladung des Teilchens und  $E$  das konstante elektrische Potentialgefälle bedeuten.

Aus dieser Gleichung folgt einerseits

(5)

$$v_f - v_s = 2Bmg = 2v,$$

andererseits die später zu verwendende Gleichung

(6)

$$v_f + v_s = 2BeE$$

zur Bestimmung von  $e$ .

Vermittelt der Formel (4) oder (4') und (5) wurde nun für die Teilchen der Tab. 1 und 2 einerseits die Beweglichkeit  $B_{st}$  und  $B_c$ , andererseits aus Formel (2) die Beweglichkeit  $B_{br}$

berechnet und in den folgenden Tab. 5 für Hg und 6 für Öl niedergelegt. Dabei wurden für die Konstanten folgende Werte zugrunde gelegt:

$$l = 95 \cdot 10^{-7}, \quad \xi = 19 \cdot 10^{-6}, \quad R = 8,315 \cdot 10^7, \quad N = 60,5 \cdot 10^{22}, \\ T = 291, \quad \sigma_{Hg} = 13,55, \quad \sigma_{O1} = 0,867 \quad (\text{vgl. Teil I}).$$

Tabelle 5.

Nr.	$v \cdot 10^4$	$B_C \cdot 10^{-8}$	$B_{Br} \cdot 10^{-8}$	$B_{St} \cdot 10^{-8}$
12	1,02	39,0	0,510 bis 0,691	1,090
8	2,80	7,50	0,122 „ 0,371	0,658
4	3,34	5,98	0,096 „ 0,464	0,603
7	3,87	4,81	0,154 „ 0,236	0,560
3	5,47	2,97	0,019 „ 0,145	0,471
6	6,42	2,41	0,075 „ 0,084	0,434
2	6,60	2,34	0,270 „ 0,589	0,429
5	7,59	1,96	0,064 „ 0,148	0,400
1	7,74	1,92	0,125 „ 0,308	0,396

Tabelle 6.

Nr.	$v \cdot 10^4$	$B_C \cdot 10^{-8}$	$B_{Br} \cdot 10^{-8}$	$B_{St} \cdot 10^{-8}$
28	2,67 bis 2,20	3,40 bis 4,00	2,69 bis 3,74	1,695 bis 1,868
21	0,85 „ 5,70	8,90 „ 1,88	6,90 „ 1,96	3,005 „ 1,160
27	3,58	2,70	5,15 „ 1,61	1,464
19	8,80 bis 4,80	1,37 bis 2,15	1,39 „ 2,64	0,934 bis 1,263
30	9,10	1,34	2,42 „ 2,64	0,919
28	11,80	1,12	1,73 „ 2,67	0,807
26	13,2 bis 11,5	1,04 bis 1,14	0,56 „ 2,12	0,768 bis 0,818
20	19,81 „ 6,85	0,80 „ 1,64	1,400 „ 2,14	0,628 „ 1,059
18	19,2 „ 10,11	0,82 „ 1,20	0,531 „ 5,94	0,638 „ 0,872
22	20,5 „ 13,67	0,78 „ 1,02	1,38 „ 1,86	0,602 „ 0,750
25	25,4 „ 18,4	0,65 „ 0,85	1,12 „ 2,25	0,550 „ 0,646
24	22,30	0,73	0,74 „ 2,40	0,587

Für die Hg-Partikel zeigt sich nun zunächst die auffallende und von verschiedenen Autoren bereits hervorgehobene Tatsache<sup>1)</sup>, daß die aus den Fallgesetzen berechneten Beweglichkeiten größer sind als die Brownsche Beweglichkeit (im Falle des Cunninghamschen Gesetzes sogar um eine ganze Größenordnung). Der Grund hierfür muß notwendigerweise in der

1) Vgl. u. a. E. Weiß, a. a. O., D. Konstantinowsky: Wien. Ber. 123. (2a). S. 1697 ff. 1914.

Unrichtigkeit mindestens eines der drei zugrunde gelegten Gesetze beruhen; zu einer Entscheidung hierüber ist jedoch das Beobachtungsmaterial dieser Arbeit nicht geeignet.<sup>1)</sup> Nur folgende zwei Tatsachen mögen hervorgehoben werden.

1. Aus den Untersuchungen des ersten Teiles dieser Arbeit geht hervor, daß die nach Formel (1) berechneten Beweglichkeiten  $B_{Br}$  systematisch zu klein herauskommen müssen, infolge der Begrenztheit der Beobachtungsreihen; wenn man nicht eine dort selbst abgeleitete Korrekturformel zur Berechnung heranzieht. Der mühsamen Arbeit der Auswertung der Beobachtungen nach dieser Formel habe ich mich nicht unterzogen, um mich aber über die Größenordnung der eventuellen Korrektur zu informieren, habe ich für eine beliebig herausgegriffene Serie und zwar für die erste Serie der Prot. Nr. 1 den korrigierten Wert des Diffusionskoeffizienten berechnet. Er ergibt sich danach etwa 30 bis 40 Proz. höher als nach Formel (1). Nehmen wir an, daß auch für die anderen Serien die Korrektur diese Größenordnung besitzt, so wären also die Werte der vierten Spalte der Tab. 5 und 6 etwa um diesen Betrag zu erhöhen. Damit würde sich Übereinstimmung zwischen  $B_{Br}$  und  $B_{St}$  ergeben, während  $B_C$  immer noch beträchtlich größer als diese herauskommt.

2. Bei Partikeln derselben Größenordnung und dem gleichen Material in Flüssigkeiten hat sich das Gesetz (2) der Brownschen Bewegung in Verbindung mit dem Stokesschen Gesetz als richtig erwiesen, insofern sich aus ihm die Loschmidt'sche Zahl in bester Übereinstimmung mit anderweitigen Bestimmungen ergab.

Bei den Ölpartikeln der Tab. 4 findet man wieder beim Vergleich der drei Beweglichkeiten eine systematische Abweichung der  $B_{Br}$  von den beiden anderen, jedoch diesmal im entgegengesetzten Sinne als vorhin, wenn auch nicht so ausgeprägt. Auch diese Tatsache ist schon von einigen Autoren festgestellt worden.<sup>2)</sup> Die Diskrepanz wird hier jedoch durch

1) Eine ausführliche Erörterung über diese und ähnliche Fragen findet man bei F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. 56. S. 1 ff. 1918.

2) Vgl. u. a. F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. 56. S. 40. 1918.

Anbringung unserer Korrektur noch größer. Nun ist aber hier zu berücksichtigen, daß sich die Fallgeschwindigkeit eines individuellen Partikels während der Dauer der Beobachtung als nicht konstant erwies, sondern allmählich abnahm, derart, daß die zeitlich späteren Reihen auch die kleinere Geschwindigkeit ergaben. Dies zeigte sich bei fast allen beobachteten Ölpartikeln, bei denen eine längere Beobachtungszeit vorliegt und ist in Tab. 6 durch Angabe der äußersten Grenzen der beobachteten Fallgeschwindigkeiten zum Ausdruck gebracht. Dieses Verhalten dürfte am einfachsten einem langsamen Verdampfen und daher Kleinerwerden der Teilchen zuzuschreiben sein. Da nun daraus geschlossen werden muß, daß auch innerhalb jeder Serie die Fallgeschwindigkeit allmählich abnimmt, so ergibt dies bei Anwendung der Formel (1) zur Berechnung von  $B_{Br}$  eine systematische Vergrößerung, die also hier der obigen Korrektur entgegenarbeitet.<sup>1)</sup>

Unter diesen Umständen scheint es zweifelhaft, ob die mehrfach beobachteten zu großen Werte der Brownschen Bewegung bei Ölpartikeln eine reelle Bedeutung haben. Im großen und ganzen sind alle drei Beweglichkeiten immerhin in derselben Größenordnung, da bei dieser Radiengröße die Cunningshamsche Korrektur keine wesentliche Rolle spielt. Von einer Entscheidung über die Richtigkeit der einen oder anderen Formel kann also hier erst recht nicht die Rede sein, aber auch nicht von einer Unrichtigkeit der Formel (2) der Brownschen Bewegung.

### § 7.

Die Gleichung (6) des vorigen Paragraphen gestattet, aus den gemessenen Steig- und Fallgeschwindigkeiten im elektrischen Feld, sowie aus den am Voltmeter abgelesenen Spannungen bei bekannter Beweglichkeit  $B$  die Ladung der Teilchen zu bestimmen. Dies wurde für alle Teilchen durchgeführt, für welche gemessene Werte des Potentialgefälles  $E$  vorlagen, so zwar, daß bei solchen Teilchen, die unter mehreren Spannungen untersucht worden waren, aus den auf diese Weise errechneten, im allgemeinen wenig voneinander verschiedenen Werten für

1) Bei den Hg-Partikeln trat eine solche Erscheinung nicht auf, wie noch ausdrücklich festgestellt sein mag.

die Ladung das Mittel genommen wurde, unter Einführung der Zahl der Beobachtungen als Gewicht. In den Tab. 7 und 8 sind die Resultate enthalten, geordnet nach steigenden Fallgeschwindigkeiten, also steigenden Radiengrößen, unter der Bezeichnung  $e_C$ ,  $e_{St}$ ,  $e_{Br}$ , je nachdem, welche von den drei Beweglichkeiten  $B_C$ ,  $B_{St}$ ,  $B_{Br}$  in Formel (6) eingesetzt wurde. Für  $e_{Br}$  sind jedesmal die extremen Werte der Ladung angegeben, wie sie sich aus den verschiedenen Beobachtungsreihen an einem Teilchen ableiten lassen.

Tabelle 7.

Nr.	$v \cdot 10^4$	$e_C \cdot 10^{10}$	$e_{St} \cdot 10^{10}$	$e_{Br} \cdot 10^{10}$
9	0,45	0,016	1,39	
12	1,02	0,091	3,25	6,93 bis 5,10
16	2,65	0,380	4,62	
8	2,80	0,339	3,87	20,8 „ 6,88
4	3,84	0,385	3,81	24,0 „ 4,97
7	3,97	0,385	3,82	12,04 „ 7,86
3	5,47	0,144	0,905	22,5 „ 2,94
14	5,60	0,949	5,85	
6	6,42	0,210	1,17	6,75 „ 6,02
10	6,78	0,552	2,97	
5	7,59	0,395	1,94	12,1 „ 5,23
15	10,03	0,700	2,88	
11	17,41	1,020	3,04	
13	18,2	7,30	21,0	
17	25,4	5,01	11,78	

Tabelle 8.

Nr.	$v \cdot 10^4$	$e_C \cdot 10^{10}$	$e_{St} \cdot 10^{10}$	$e_{Br} \cdot 10^{10}$
28	2,67 bis 2,20	8,88	17,04	9,19 bis 10,50
21	0,85 „ 5,70	6,21	13,7	3,40 „ 11,49
29	3,28	6,71	12,61	7,00 „ 9,05
27	3,58	6,70	12,36	3,51 „ 4,97
19	8,80 bis 4,80	8,07	12,22	4,42 „ 9,91
30	9,10	47,6	69,5	24,2 „ 26,4
23	11,80	6,84	8,80	2,65 „ 4,10
26	13,2 bis 11,5	9,71	13,26	4,68 „ 21,7
20	19,81 „ 6,85	13,75	21,3	10,52 „ 13,20
18	19,2 „ 10,11	37,7	51,1	7,37 „ 56,0
22	20,5 „ 13,62	10,15	13,30	4,25 „ 7,80
25	25,4 „ 18,4	16,25	19,90	5,05 „ 11,0
24	22,30	5,81	6,60	1,62 „ 5,21



Außer der aus den früheren Erörterungen bereits evidenten Tatsache, daß die aus den verschiedenen  $B$  berechneten  $e$  verschieden herauskommen, und in welchem Sinne diese Abweichungen liegen, können wir aus den Tab. 7 und 8 folgende Schlüsse ziehen:

1. Im allgemeinen zeigen die Teilchen mit kleinster Fallgeschwindigkeit, also kleinstem Radius auch die kleinste Ladung, die größten Partikel die größte Ladung, wie auch nicht anders zu erwarten.

2. Sowohl aus dem Cunninghamschen, als auch aus dem Stokesschen Gesetz ergeben sich an den Hg-Partikeln Ladungen, die kleiner sind, als das aus der Elektrolyse hergenommene Elementarquantum der Elektrizität  $4,77 \cdot 10^{-10}$  e. st. E., in Übereinstimmung der Beobachtungen der Ehrenhaftschen Schule, den Beobachtungen von E. Weiß und anderer Autoren. Die Ölpartikel weisen infolge der größeren Radien der verwendeten Kugeln im allgemeinen auch größere Ladungen auf, jedenfalls keine kleineren als das Elementarquantum.

3. Die aus der Brownschen Bewegung erschlossenen Ladungswerte ergeben in Übereinstimmung mit E. Weiß bei Hg-Partikeln keine Unterschreitungen des Elementarquantums; wenn man aber die im vorigen Paragraphen erwähnten Korrekturen an den so berechneten Beweglichkeiten anbringt, kommt man in ungefähre Übereinstimmung mit  $e_{st}$  und damit auch hier zu kleineren Ladungen, als dem postulierten Quant entsprechen würde.

4. Die an den verschiedenen Teilchen gemessenen Ladungen lassen keinerlei Schlüsse darüber zu, ob die Ladungen der Partikel sich überhaupt als Vielfache eines Elementarquantums ansehen lassen. Die Zahlen erwecken vielmehr den Eindruck, als ob tatsächlich jede beliebige Ladung an den Teilchen auftreten könnte.

5. Infolge der in der Natur der Sache begründeten großen Ungenauigkeit der Brownschen Beweglichkeitsbestimmung auf diesem Wege, selbst bei einer verhältnismäßig sehr großen Zahl von Beobachtungen an einem Teilchen, läßt es völlig unstatthaft erscheinen, aus solchen Messungen auf eine quantenhafte Verteilung der elektrischen Ladungen kleiner Partikel in irgendeiner Größenordnung zu schließen.

**Zusammenfassung.**

1. Mit der Ehrenhaftschen Versuchsanordnung werden kleine elektrisch geladene Hg- und Öltröpfchen mit verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten im elektrischen Felde hin und her geführt und jedesmal die Beweglichkeit aus der Brownschen Bewegung nach der Weißschen Methode bestimmt. Die verschiedenen für ein und dasselbe Partikel gefundenen Werte weichen stark voneinander ab, jedoch läßt sich ein systematischer Einfluß der mittleren Geschwindigkeit auf die Brownsche Bewegung nicht konstatieren.

2. Es werden die Beobachtungen von E. Weiß und M. Vogl mit derselben Versuchsanordnung an Ag- bzw. Au-Teilchen diskutiert und bei ihnen das gleiche Verhalten nachgewiesen.

3. Die so bestimmten Beweglichkeiten werden mit den aus den Fallgesetzen von Stokes einerseits und von Cunningham andererseits folgenden verglichen und bei den Hg-Partikeln kleiner, bei den Ölpartikeln größer als die letzteren befunden. Unter Berücksichtigung einer in Teil I dieser Arbeit abgeleiteten Korrektur läßt sich bei den Hg-Partikeln Übereinstimmung der Brownschen mit der Stokesschen Beweglichkeit erzielen. Die Resultate an Ölpartikeln scheinen durch allmähliches Verdampfen der letzteren verfälscht.

4. Es werden die Ladungen der Partikel nach bekannter Methode berechnet; sie ergeben sich in zahlreichen Fällen kleiner als das sogenannte Elementarquantum der Elektrizität. Auf eine quantenhafte Struktur in irgendeiner Größenordnung ergibt sich kein Hinweis. Aus der Brownschen Bewegung kann nach der Weißschen Methode infolge zu großer Ungenauigkeit auf eine solche jedenfalls überhaupt nicht geschlossen werden.

Prag, April 1919.

(Eingegangen 6. Mai 1919.)

## 5. *Die kathodischen Vorgänge im Bogenstrom;* *von Ernst Bräuer.*

Das Ausgehen von Elektronen von der heißen Kathode ist das Grundphänomen des Bogenstromes; denn weder an der Anode, die bald heiß, bald kalt ist und deren Einfluß auf den Bogen durchaus als sekundär erscheint, noch im Gase ist nach unseren sonstigen Kenntnissen die Entstehungsmöglichkeit primärer Ionen gegeben.

Drei mögliche Ursachen für das Entstehen von Elektronen an der Kathode sind uns bekannt; die glüh elektrische Erzeugung<sup>1 u. 2)</sup>, die Auslösung durch aufrallende positive Teilchen und die photoelektrische Erzeugung.

Wäre einer dieser Vorgänge die alleinige Elektronenquelle, so würde im ersten Falle der Kathodenfall im wesentlichen die Bedeutung haben, die für die Erhaltung der hohen Temperatur nötige Energie zu liefern, im zweiten Falle wäre seine Hauptaufgabe die Erzeugung der positiven Teilchen durch Stoßionisation im Gase, im dritten würde er einer noch unbekannten Eigenschaft der elektrischen Lichtwirkung entsprechen oder auch eine sekundäre, das Grundphänomen nicht berührende Bedeutung haben oder er würde möglicherweise auch die nach der Quantenbedingung erforderliche Energie für die Erzeugung der wirksamen Strahlung liefern.

In Wirklichkeit dürften alle drei Ursachen gleichzeitig wirksam sein. Die meisten Autoren<sup>1 u. 2)</sup> neigen dazu, den glüh elektrischen Effekt für den wichtigsten zu halten. Im folgenden soll gezeigt werden, daß das nicht der Fall ist, daß vielmehr die Erzeugung der Elektronen durch aufrallende positive Ionen bei weitem überwiegt. Den Photostrom lassen wir außer Betracht.

1) J. J. Thomson, *Cond. Electr. thr. Gases*, London.

2) J. Stark, *Ann. d. Phys.* 7. 8. 420. 1902.

Wenn wir aus der Richardsonschen Gleichung für die glühelektrische Elektronenstromdichte

$$(1) \quad J_1 = a \sqrt{T} e^{-\frac{b}{T}}$$

mit Hilfe der Langmuirschen Werte für  $T = 2000^\circ$ :

	$J$	$b$
Wolfram . . . . .	$3 \cdot 10^{-3}$ Amp./qcm	$55 \cdot 10^3$
Kohle . . . . .	$1 \cdot 10^{-3}$ „	$32 \cdot 10^3$

$J_1$  berechnen, so ergibt sich für Wolfram bei der Temperatur  $T = 3000^\circ$ , die ungefähr den Verhältnissen im Lichtbogen entsprechen dürfte, jedenfalls sicher nicht zu niedrig gegriffen ist, die glühelektrische Stromdichte zu 10 Amp./qcm. Aus den Angaben von Mackay und Ferguson<sup>1)</sup> für den Wolframbogen in Wasserstoff: Durchmesser 0,5 mm bei 25 Amp. Stromstärke, folgt eine Gesamtstromdichte  $J =$  etwa 3200 Amp./qcm. Dann würde also auf den glühelektrischen Strom nur ein Drittel Prozent.

Für Kohleelektroden beträgt die glühelektrische Stromdichte bei  $T = 3500^\circ$  etwa 1,2 Amp./qcm bei  $T = 3600^\circ$  etwa 4,7 Amp./qcm. Aus den Werten von Granqvist ergibt sich eine Gesamtstromdichte  $J$  von etwa 250 Amp./qcm. Der glühelektrische Anteil ergäbe sich also nach der Richardsonformel zwischen  $\frac{1}{2}$  und 2 Proz.

Es wurde nun der Anteil des glühelektrischen Stromes *experimentell* bestimmt und zwar in folgender Weise: Der Lichtbogen wurde durch Einschalten eines Nebenschlusses zum Erlöschen gebracht; der Nebenschluß besaß einen solchen Widerstand, daß an seinen Enden, und damit auch an den Bogenelektroden, der hindurchfließende Strom eine Spannung erzeugte, welche die nach dem Erlöschen noch erzeugten Ionen als Strom überführte. Diese Spannung war so gewählt, daß sie zwar Sättigungsstrom erzeugte, Stoßionisation aber nicht merklich war (s. u.). Der Stromverlauf wurde oszillographisch aufgenommen. Es ergab sich folgendes: Im Momente des Abreißen fällt der Strom in unmeßbar kurzer Zeit auf einen

1) G. M. J. Mackay u. C. V. Ferguson, E. T. Z. 1917; Journ. Franklin Inst. und Electrician 77. S. 254.

2) Granqvist, Phys. Zeitschr. 4. S. 587. 1903.

bestimmten Wert, und von diesem Werte ab, sehr langsam, mit einer mindestens  $10^3$  mal größeren Abklingzeit auf Null. Das berechtigt zu dem Schlusse, daß der zuerst angenommene Wert dem glühelektrischen Strome entspricht.

Fig. 1 gibt eine solche Aufnahme des Stromverlaufes wieder. Die im ersten Moment auftretenden Schwingungen der Oszillographenschleife stören nicht, denn sie gestatten mit der gleichen Sicherheit wie die Kurve in ihrem weiteren Verlaufe die Nullinie zu bestimmen, um die sie gedämpft pendeln.

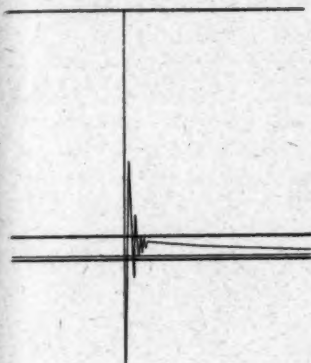
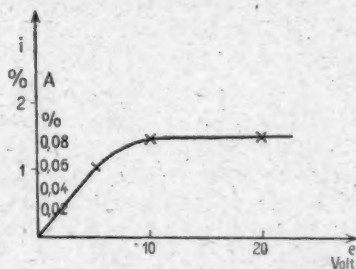


Fig. 1.



Glühelektrischer Strom  $i$  in Abhängigkeit von der angelegten Spannung  $e$   
(Hg-Bogen 8,0 Amp., 53 Volt).

Fig. 2.

Der Betrag dieses Glühstromwertes wurde stets für mehrere Spannungen ermittelt und bei 10 Volt und Bogenlängen bei 1 mm mit Sicherheit genügende, z. T. sehr gute Annäherung an die Sättigung des Stromes festgestellt, wie z. B. aus der Fig. 2 hervorgeht.

Die gefundenen Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Ihr wahrscheinlicher Fehler wächst von einigen Prozenten bei den größten auf 30 bis 40 Proz. bei den kleinsten Werten. Relativ sind die Fehler viel kleiner.

Aus den Werten ergibt sich: Der glühelektrische Stromanteil ist höher bei höherem Strome, bei geringerer Wärmeableitung (geringerem Elektrodenquerschnitte) und bei zischendem Bogen, kurz in den Fällen, in denen man eine höhere Temperatur der Kathode annehmen muß. Beim Zischbogen wird sie durch die stärkere Verdampfung der Anode geheizt.





Aufprall auf die Kathodenoberfläche aus dieser Elektronen auslösen und machen dabei die Hypothese, daß das Herauslösen durch erhöhte Temperatur der Kathode erleichtert werde. Diese Möglichkeit ist schon verschiedentlich erwähnt worden, insbesondere von C. D. Child<sup>1)</sup> auf Grund seiner Versuche über das Entladungspotential einer selbständigen Entladung an glühenden CaO-Elektroden. Eine solche Entladung führt<sup>2)</sup> eine mehrhundertmal größere als die glühelektrische Stromdichte der spontan ausgesandten Elektronen bei einem Entladungspotential, das viel niedriger ist als das des normalen Glimmstromes an kalter Kathode. Child hat auch Versuche über die Auslösung von Elektronen aus der glühenden Oxydfläche durch aufprallende Kanalstrahlen gemacht. J. J. Thomson<sup>3)</sup> hat für diese Erscheinungen eine Theorie aufgestellt nach der eine Stoßionisation auch durch wiederholten Aufprall mit an sich zu kleiner Energie zustande kommen soll und A. Wehnelt (l. c.) nimmt eine Herabsetzung der statischen Raumladung, die den Kathodenfall erzeugt, durch die glühelektrischen Elektronen an.

Nach unserer Auffassung ist die Aufgabe des Kathodenfalles eine dreifache: Er muß die Elektronen zur Stoßionisation, also Erzeugung von positiven Ionen, befähigen, er muß den positiven Teilchen die Auslösungsenergie erteilen und er muß auch die Heizenergie für die Kathode liefern.

Von der Kathode ausgehende Elektronen erlangen im Crookeschen Dunkelraum oder dem ihm entsprechenden Teile des Bogens durch den kathodischen Potentialfall die Energie, die sie befähigt, im Glimmlichte oder dem entsprechenden Bogengebiete, Gasmoleküle durch Stoß zu ionisieren — wobei wir zunächst ganz offen lassen, wie diese Ionisierung vor sich geht. Die positiven so erzeugten Ionen wandern zur Kathode zurück, wobei sie viel öfter auf Gasmoleküle stoßen als die Elektronen und dabei ihre Geschwindigkeit verlieren.

Nur der Bruchteil  $e^{-\frac{A}{\lambda}}$  von ihnen ( $A$  = Abstand des Glimm-

1) C. D. Child, *Phys. Rev.* **32**, S. 492, 1911.

2) A. Wehnelt, *Phys. Zeitschr.* **5**, S. 425, 1914; **9**, S. 134, 1908; Soddy, *Nature* **71**, S. 53, 1907; *Phys. Zeitschr.* **9**, S. 8, 1908 u. a.

3) J. J. Thomson, *Cond. Electr. Gases*, 1906, S. 478.

lichtes von der Kathode,  $\lambda$  mittlere freie Weglänge der positiven Teilchen) gelangt ohne Stoß zur Kathode und ihm proportional ist auch der Bruchteil der Kationen, die unter geometrisch ähnlichen Verhältnissen mit einer beliebigen gleichen Energie aufprallen.

Der Kathodenfall als solcher wird erzeugt durch die Raumladung, welche die positiven trägen Teilchen bewirken. Ihre Masse ist  $10^3$  bis  $10^6$  mal größer als die der Elektronen, ihre Geschwindigkeit ist etwa 30 bis 450 mal kleiner, die erzeugte Raumladung 30 bis 450 mal größer als bei der gleichen Anzahl Elektronen, ein Verhältnis, das bei Berücksichtigung des Unterschiedes der freien Weglängen noch extremer wird. Wir vernachlässigen deshalb zunächst die Raumladung der Elektronen.

Wenn wir annehmen, daß der Strom sich dadurch, daß er die Kathode auf höhere Temperatur bringt, die zu überwindende Kathodenraumspannung selbst herabsetzt, so liegt die Annahme nahe, daß diese Herabsetzung des Kathodenfalles  $v_k$ , wenn sie überhaupt eintritt, sofort unter Erhöhung der Stromdichte  $J$  (also Erhaltung und Vergrößerung des Energieproduktes  $Jv_k$ ) und Verkürzung des geladenen Dunkelraumes (wodurch der Verlust an auslösungsfähigen, positiven Ionen durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen verkleinert wird) bis zu einem Betrage fortschreitet, wo durch ein drittes, bis jetzt nicht in Betracht gezogenes Element Halt geboten wird. Und dieses fremde Element kann nach unserer Kenntnis von den Gasentladungen nur der Betrag der Mindestspannung sein, welche zur Erzeugung von Ionen durch Stoß erforderlich ist, denn dieser darf ja nicht vom Kathodenfalle unterschritten werden, wenn der alte Mechanismus der Entladung weiterbestehen soll. Wir nehmen also die Hypothese an, daß im Bogen der Kathodenfall gleich dieser Mindestspannung  $v_m$  in dem betreffenden Gase ist. Diese Mindestspannung ist und kann nicht identisch sein, wie wir sehen werden, mit dem eigentlichen Ionisierungspotentiale des Elektrons, wie Stark<sup>1)</sup> annahm.

Da der Kathodenfall  $v_k$  mit der Stromdichte  $J$  und dem (für den Gesamtbetrag der Raumladung wesentlichen) Abstände  $A$  des Ionisierungsgebietes von der Kathode allgemein

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 7. S. 420. 1902; Phys. Zeitschr. 5. S. 56. 1903.

durch eine Beziehung  $v_k = f(J, A)$  verbunden ist, so muß sich der Glimmlichtabstand so einstellen, daß das Produkt aus der Ionisierungsspannung und der Stromdichte ausreicht, um die Kathode auf einer so hohen Temperatur zu halten, daß die Auslösungsenergie weit genug vermindert ist, um von einem so kleinen Kathodenfalle geliefert werden zu können. Es findet zwischen Kathode und Ionisationsschicht auch keine Stoßionisation statt, sondern diese ist auf die Ionisationsschicht („Glimmlicht“) beschränkt.

Wir nehmen nun weiter den Fall an, daß das Gas ein Metalldampf oder ein Edelgas sei oder sich bei der hohen Temperatur wie ein solches verhält, d. h. wir schließen Anlagerung von Elektronen an schwere Teilchen aus.

Wir wollen unter der einen Voraussetzung, daß die Ionisierung nur im Glimmlicht erfolgt, die Verhältnisse näher durchsprechen.

Die Poissonsche Gleichung setzen wir für den Fall paralleler Stromlinien an:

$$(3) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho.$$

Es sei  $J_p$  die Stromdichte des positiven Stromes. Die mittlere Geschwindigkeit eines Teilchens zwischen zwei Stößen mit gleich schweren anderen Teilchen, bei denen es also im Mittel seine gesamte Energie verliert, ist

$$(4) \quad v = \sqrt{\frac{\pi e}{8\mu} \lambda \frac{dV}{dx}},$$

wo  $e$  die Elementarladung und  $\mu$  die Maße der Teilchen bedeutet.  $J_p$  ist die sekundlich durch den Querschnitt Eintretende positive Ladung,  $\rho$  ist also  $J_p/v$ . Hieraus folgt

$$(5) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{4\pi J_p}{\sqrt{\frac{\pi e}{8\mu} \lambda \frac{dV}{dx}}}$$

$$(6) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} \cdot \sqrt{\frac{dV}{dx}} = -B \cdot J_p; \quad B = \frac{4\pi}{\sqrt{\frac{\pi e}{8\mu} \lambda}}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dV}{dx}\right)^{3/2} &= -B J_p x + C \\ &= B J_p (A - x). \end{aligned}$$

Da im Glimmlichte ( $x = A$ )  $\frac{dV}{dx} = \text{Null}$  wird, so ist

$$\begin{aligned} V &= -(BJ_p)^{2/3} (A - x)^{1/3} + C' \\ &= v_k - (BJ_p)^{2/3} (A - x)^{1/3}. \end{aligned}$$

Für  $x = 0$  wird  $V = 0$ , also

$$(7) \quad v_k = (BJ_p)^{2/3} \cdot A^{1/3}.$$

Ein gegebener Kathodenfall kann sich also bei jeder Stromdichte dadurch einstellen, daß das Glimmlicht die aus Gleichung (7) sich ergebende Lage zur Kathode einnimmt.

Im Glimmstrom, also bei kalter Kathode, beträgt der Kathodenfall ein Vielfaches der Ionisierungsspannung des Elektrons. Augenscheinlich müssen hier die positiven Teilchen mit einer so hohen Energie ausgestattet werden, um eine so große Zahl von Elektronen auslösen zu können, daß eine Stromdichte und mit ihr eine Raumladung [Gleichung (3)] entsteht, die bei dem kleinstmöglichen Abstände  $A$ , der etwa durch die freie Weglänge des Elektrons gegeben ist, diesen Kathodenfall aufrecht erhalten kann. Mit anderen Worten: Gegeben ist ein minimaler Abstand  $A$  dadurch, daß er in bestimmtem Zusammenhange mit der freien Weglänge des Elektrons steht. Gleichbleibende Verteilung der Geschwindigkeiten vorausgesetzt, ist die Zahl  $n$  der von jedem Kation im Durchschnitt ausgelösten Teilchen eine Funktion der Energie dieses Kations, also des Kathodenfalles, die mit wachsendem  $v_k$  wächst, also etwa

$$(8) \quad n \sim v_k^m.$$

Die Stromdichte  $J$  ist  $n$  und der Zahl der stoßfrei durchgelangenden positiven Teilchen proportional

$$(9) \quad \begin{cases} J = Dn \cdot e^{-\frac{A}{\lambda}} \\ \quad = Dv_k^m \cdot e^{-\frac{A}{\lambda}} \end{cases}$$

( $D, E_1 \dots$  sind Konstante).

Das gibt mit (3)

$$v_k = B^{1/3} D^{2/3} v_k^{2/3 m} e^{-\frac{2A}{3\lambda}} \cdot A^{1/3}$$

$$v_k^{(1/3 m - 1)} = E \cdot e^{\frac{2A}{3\lambda}} \cdot A^{1/3}$$

$$(10) \quad v_k = F \cdot \left( e^{\frac{2A}{3\lambda}} A^{-1/3} \right)^{\frac{1}{1/3 m - 1}} = F e^{\frac{A}{\lambda(1/3 m - 1/2)}} \cdot A^{-\frac{5}{2m-3}}.$$

Die elektrischen Verhältnisse streben nach möglicher Verkleinerung von  $v_k$ :

$$\frac{dv_k}{dA} = 0 = H \cdot \left( \frac{2}{\lambda} - \frac{5}{A} \right); \quad \frac{d^2 v_k}{dA^2} > 0.$$

$$(11) \quad A_1 = \frac{5}{2} \lambda,$$

wäre also der *günstigste* Glimmlicht- bzw. Ionisationsschichtabstand. Dieser ist aber wahrscheinlich kleiner als der tatsächlich beobachtete, der dem *kleinstmöglichen* entsprechen dürfte. Das kommt dadurch zustande, daß in diesem günstigsten Abstände noch lange nicht alle von der Kathode ausgehenden Elektronen überhaupt zu einem Stoße mit einem Molekül kommen, der zur Ionisation führt. Läge selbst das Kathodengefälle auf diesem Abstände, so würden doch so viele positive Ionen erst weiter außen im Gase erzeugt werden, daß eine breite Raumladungsschicht entstände, die das Gesamtgefälle an der Kathode erhöhen würde, und dadurch den „Vorteil“ des „günstigsten“ Abstandes aufhobe.

Wir wollen nun untersuchen, welchen Bruchteil der Gesamtstromdichte  $J$  die Dichte des positiven Stromes  $J_p$  ausmacht. Wäre  $v_k$ , der Kathodenfall, gleich der Ionisierungsspannung  $v_i$  des Elektrons in dem betreffenden Gase, die — das sei der Deutlichkeit halber nochmals hervorgehoben, mit dem Mindestpotentiale  $v_m$  zunächst gar nichts zu tun hat, so müßten wir annehmen, daß ein erheblicher Bruchteil der Elektronen ein neues Ionenpaar, also ein Kation, erzeugte. Ein großer Teil der Elektronen wird freilich ausschließlich unter Erzeugung von Licht bei den Zusammenstößen seine Energie verbrauchen. Der positive Strom würde aber jedenfalls gegen den Gesamtstrom nicht verschwindend klein sein.

Im Glimmstrom liegen die Verhältnisse so. Wenn auch hier infolge der höheren Energie des einzelnen Elektrons aus dem höheren Kathodenfalle stammend, das wahrscheinlich mehrere positive Teilchen erzeugt, ist  $J_p$  nicht viel kleiner als  $J$ , jedenfalls von gleicher Größenordnung, die Stromdichte  $J$  ist  $10^3$  bis  $10^5$  mal kleiner als im Bogenstrom. Ziehen wir nun die Gleichung (7) zu Rate, so ergibt sich folgendes: Nehmen wir zunächst an,  $J_p$  wäre ebenso wie  $J$  im Bogen größer als

im Glimmstrom; nun ist  $A$  sicher ebenfalls größer im Bogen, denn infolge der Temperaturerhöhung sind die molekularen Wege eine Größenordnung größer anzunehmen;  $v_k$  aber ergibt sich eine Größenordnung kleiner im Bogenstrom als im Glimmstrom.

Das ist eine Diskrepanz, die unsere Voraussetzung als falsch nachweist, nämlich, daß der Kathodenfall gleich dem Betrage der Ionisierungsspannung sein sollte. Tatsächlich ergeben die Messungen für  $v_k$  auch einen Wert, der in allen zweifelsfreien Fällen erheblich unter der Ionisierungsspannung liegt.

Im Quecksilberbogen haben Stark, Retschinsky und Schaposchnikoff<sup>1)</sup> im Strombereiche von 2 bis 50 Amp. bis auf Abweichungen von 0,09 Volt den Betrag des Kathodenfalles zu 5,25 Volt gefunden. Das ist fast derselbe Wert (4,9 Volt), den man früher als Ionisierungsspannung des Quecksilbers auffaßte, von dem aber Franck und Hertz<sup>2)</sup> nachwiesen, daß er quantentheoretisch der Anregungsenergie der „Resonanzlinie“ 253,6  $\mu\mu$  entspricht. Goucher und Dewis haben dann an der Hand des Bohrschen Atommodells seine Bedeutung weiter dahin geklärt, daß er der Lockerung eines Elektrons und seinem Übergange in die nächstäußere Bahn unter Aufnahme eines Energiequantums entspricht, während zur tatsächlichen Lostrennung, also zur Stoßionisierung eine erheblich größere Energie erforderlich ist. Durch die Energie des Kathodenfalls würde also niemals direkt ein positives Teilchen geschaffen werden können. Andererseits ist aber die Existenz des Kathodenfalles, der ja eben einem Gebiete positiver Raumladung entspricht, der Beweis dafür, daß in einer Ionisierungsschicht an der äußeren Grenze dieses Gebietes gegen das Gas hin positive Ionen entstehen. Das ist nun nur möglich, wie das Franck und Hertz bereits ausgesprochen haben (eine Auffassung, die in der „Mehrfachstoß“-Theorie von J. J. Thomson<sup>3)</sup> einen Vorläufer hat), wenn in diesem ge-

1) J. Stark, T. Retschinsky u. A. Schaposchnikoff, *Ann. d. Phys.* 18. S. 213. 1905.

2) J. Franck u. G. Hertz, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 16. S. 512. 1914.

3) J. J. Thomson, *Cond. Elect. tr. Gases*, London 1906.



lockerten Zustände befindliche Moleküle von einem zweiten Elektron erst völlig zertrümmert werden. Dieser Fall ist sicher sehr viel seltener als der Zusammenstoß zwischen Elektron und Molekül überhaupt. Jedenfalls ist durch diese Auffassung eine Möglichkeit gegeben, der Gleichung (7) gerecht zu werden: Trotz des Anwachsens von  $A$  ist im Bogenstrom ein so kleiner Kathodenfall möglich, weil eben  $J_p$  so extrem klein gegen  $J$  ist. Setzen wir nämlich das Verhältnis der Stromdichten im Bogen und im Glimmstrom zu  $10^3$ , daß die Abstände der Ionisationszonen von der Kathode, also  $A$ , gleich 70 (entsprechend der durch die auf das Zehnfache erhöhte Temperatur in gleicher Weise erhöhten mittleren Weglänge im Gase) und das der Kathodenfälle gleich  $1/10$ , so ergibt die Gleichung:

$$\frac{1}{10} = x \cdot 10^{9/5} \cdot 10^{5/5}$$

$$x = \left( \frac{1}{10^3 \cdot 10^{9/5}} \right)^{5/2} = \left( 10^{-\frac{14}{8} \cdot \frac{3}{2}} \right) = 10^{-7},$$

d. h. der positive Strom betrüge  $10^{-7}$  des Gesamtstromes, und die von ihm erzeugte Raumladung wäre klein gegen die der negativen Teilchen — entgegen der bei Ableitung der Gleichung (7) gemachten Voraussetzung. Dieser errechnete Bruchteil  $10^{-7}$  gibt also nicht den gesamten positiven Strom, sondern nur den Teil von ihm, der einen Überschuß positiver Raumladung über die negative erzeugt. Da ein positives Teilchen die Ladung von  $\sim 10^3$  Elektronen ausgleicht, muß tatsächlich der positive Strom  $J_p$  gleich  $\sim 10^{-3} J$ , und nur ein winziger Überschuß von  $10^{-7} J$  vorhanden sein, dessen Betrag aber die gesamte Entladung bestimmt.

Die Gleichung (7), die für den Glimmstrom die Bedeutung hat, die sich aus ihren Voraussetzungen ergibt (da die Vernachlässigung der negativen Raumladung hier sicher zulässig ist), gewinnt für den Bogenstrom einen anderen Sinn:  $J_p$  ist hier nicht mehr der ganze positive Stromanteil, sondern der  $10^4$  mal kleinere „Überschußstrom positiver Teilchen“, welcher einen Überschuß positiver Ladung erzeugt, der klein ist gegen die Gesamtladung des positiven und des negativen Stromes. So ergibt sich: In der ungeschichteten positiven Säule halten

sich positive und negative Raumladungen das Gleichgewicht, denn die Potentialkurve ist eine Gerade. Das  $J_p$  der Gleichung bedeutet also den kleinen Überschußstrom positiver Ionen, der im Kathodengebiete zu der Stromführung des gesamten Gasraumes hinzutritt und sein Entstehen der Ionisierung der im Kathodenfall, den er selbst wieder erzeugt, beschleunigten Elektronen verdankt.

Man sieht, daß die Gleichung für den Bogenstrom die Folgerung enthält — auch wenn man die Kleinheit von  $J_p$  auf irgendwelche andere Weise erklären würde — daß die Energie, die ein positives Teilchen zur Erzeugung von Elektronen aus der Kathodenoberfläche benötigt, bei der hohen Temperatur der Kathode stark vermindert ist.

Stern und Vollmer<sup>1)</sup> errechnen als mittlere Dauer des „gespannten“ Zustandes, bei dem ein Elektron infolge eines Elektronenpralles sich auf der nächstäußeren Bahn befindet,  $10^{-8}$  sec. Für den Lichtbogen findet man, daß  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  aller wirkungsfähigen Stöße der Primärelektronen auf gelockerte Moleküle treffen, was mit dem Werte  $10^{-3} J$  für  $J_p$  übereinstimmt. Ein Kation muß viele Elektronen auslösen, sehr viel mehr als im Glimmstrom bei kalter Kathode, wo der höhere Kathodenfall es mit viel größerer Geschwindigkeit aufprallen ließ.

Es sei noch auf eine qualitative Bestätigung dieses Ergebnisses durch das Experiment hingewiesen. Lummer<sup>2)</sup> findet, daß die Temperatur der Kathode des Kohlebogens mit der Stromstärke beträchtlich steigt. Granqvist und Reich finden den Radius der kathodischen Strombasis in linearer Abhängigkeit von der Stromstärke, die Stromdichte also mit wachsendem Strome abnehmend. Daraus folgt nach Gleichung (2) bzw. (7), daß  $A$ , der Glimmlichtabstand, da ja  $v_k$  konstant bleibt, mit wachsendem  $i$ , also auch mit wachsender Temperatur, wächst. Bei größerem  $A$  gelangen aber weniger Kationen stoßfrei vom Glimmlicht zur Kathode, *die Auslösungsenergie erscheint also bei höherer Temperatur vermindert*. Dadurch hat die Grundannahme der Bogentheorie ihre experimentelle Bestätigung gefunden.

1) Vgl. J. Franck u. G. Hertz, Phys. Zeitschr. 20. S. 137. 1919.

2) O. Lummer, Die Verflüssigung der Kohle.

Ganz anders als bei Gleichstrom gestalten sich die kathodischen Vorgänge im Bogen bei rasch veränderlichen Zuständen. Für sehr schnellen Wechsel- oder Wellenstrom kann man die thermischen Zustände als konstant betrachten. Die kathodische Ansatzfläche und ihre Temperatur nehmen konstante Mittelwerte an. Die Stromdichte wird proportional dem Strom  $i$ .

Durchschreitet ein Wechselstrom die Nulllinie, so ist im ersten Augenblick der Strom gleich dem Thermoionenstrom. Da die Elektrode Kathode ist, die kurz zuvor Anode war, ist dieser Strom nicht unbeträchtlich, er wächst auf 10 bis 20 Proz. des Maximalstromes. Diese Werte wurden nach der oben beschriebenen Methode in der Weise gefunden, daß statt des Kurzschlußwiderstandes eine Akkumulatorenbatterie an die Bogenklemmen gelegt wurde, so daß nach Abreißen eine passende Spannung in umgekehrter Richtung die Thermo-  
elektronen der Anode zur Kathode trieb. Die Höhe der Spannung wurde so gewählt, daß der Strom fast gesättigt war, was bei 15 Volt und 1 bis 2 mm Bogenlänge erreicht wurde.

Sobald die Spannung am Bogen die Ionisierungsspannung überschreitet, beginnt der Kathodenfall sich auszubilden unter Ansteigen des Stromes. Da der Abstand der Ionisierungszone nur in geringem Betrage sich ändern kann infolge des raschen Abfallens der Funktion  $e^{-\frac{A}{\lambda}}$  bei vergrößertem  $A$  einerseits und dem Mangel an zertrümmerbarem Molekülen für die Elektronen bei Verkürzung von  $A$  andererseits, wächst  $v_k$  gemäß Gleichung (7) angenähert proportional  $J^{1/2}$ , also auch  $i^{1/2}$ . Wir haben also eine steigende Charakteristik des kathodischen Teiles des Lichtbogens. Das ist auch das Resultat vieler experimenteller Untersuchungen<sup>1)</sup> für die Gesamtcharakteristik des Bogens bei schnellen Wechselströmen.

#### Zusammenfassung.

1. Es wurde der experimentelle Nachweis erbracht, daß im Bogenstrom der von Thermoelektronen getragene Stromanteil nur wenige Prozent des Gesamtstromes beträgt und auch

1) U. a. H. Th. Simon, Phys. Zeitschr. 7. S. 493. 1906; D. Roschansky, Phys. Zeitschr. 9. S. 627. 1908.

die von den Thermoelektronen durch Stoß erzeugten Ionenpaare keinen wesentlichen Anteil an der Leitung haben, da der positive Strom ganz allgemein gegen den negativen verschwindend klein ist.

2. Es wurde auch für den Quecksilberdampfbogen eine Art „glühelektrischer“ Elektronenerzeugung von ähnlichem Betrage nachgewiesen.

3. Es wurde eine allgemeine Beziehung zwischen dem Kathodenfall, der Dichte des Stromes der im Glimmlicht, bzw. der kathodischen Ionisierungszone des Bogens, erzeugten positiven Teilchen und dem Abstände dieser Ionisierungszone von der Kathode abgeleitet.

4. Es wurden aus dieser Gleichung Schlüsse auf den Betrag des positiven Stromes und auf den Ionisierungsvorgang gezogen.

5. Es wurde aus der Gleichung das Verhalten des Wechselstrombogens bei hoher Frequenz, dessen Charakter sich dabei immer mehr einem Ohmschen Widerstande nähert, für den kathodischen Anteil erklärt.

Siemensstadt, den 15. März 1919,  
K-Laboratorium des Wernerwerkes.

(Eingegangen 12. Mai 1919.)

